

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE STRASBOURG

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Manfred BUHLER-BROGLIN

1^{ère} THÈSE - Mesure de la polarisation du positon émis dans la désintégration du muon.

2^{ème} THÈSE - Situation actuelle dans la recherche du quark.

Soutenues le 9 Mai 1968 devant la Commission d'examen

MM. S.	GORODETZKY	<i>Président</i>
G.	MONSONEGO	} <i>Examineurs</i>
Th.	MULLER	
A.	ZICHICHI	

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE STRASBOURG

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Manfred BUHLER-BROGLIN

1^{ère} THÈSE - Mesure de la polarisation du positon émis dans la désintégration du muon.

2^{ème} THÈSE - Situation actuelle dans la recherche du quark.

Soutenues le 9 Mai 1968 devant la Commission d'examen

MM. S.	GORODETZKY	<i>Président</i>
G.	MONSONEGO	} <i>Examineurs</i>
Th.	MULLER	
A.	ZICHICHI	



FACULTE DES SCIENCES DE L'UNIVERSITE DE STRASBOURG

Doyen : Professeur J.H.VIVIEN

Doyens Honoraires : A.KIRRMANN, P.LACROUTE, H.J.MARESQUELLE,
G.MILLOT

Professeurs Honoraires : P.DE BEAUCHAMP, L.BOISSELET, H.CARTAN,
G.CERF, C.CHABAUTY, A.CHRETIEN, J.DENY,
Ch.EHRESMANN, M.FRECHET, M^{le}S.GILLET,
A.HEE, R.HOCART, A.KIRRMANN, G.LEMEE,
P.L'HERITIER, A.LICHNEROWICZ, L.NEEL,
Ch.SADRON, E.TERROINE, R.THIRY, H.VILLAT,
H.WEISS, Et.WOLFF, J.YVON.

Maître de Conférences Honoraire : R.WEIL

Professeurs :

H.J.MARESQUELLE	T.	Biologie végétale
A.ROUSSEL	T.	Calcul différentiel et intégral et théorie des fonctions
H.FORESTIER	T.	Chimie générale
J.ROTHE	T.	Physique du Globe
P.LACROUTE	T.	Astronomie
J.H.VIVIEN	T.	Zoologie et Embryologie expéri- mentale
A.MAILLARD	T.	Physicochimie du Pétrole
S.GORODETZKY	T.	Physique générale et Physique Nucléaire
L.SACKMANN	T.	Mécanique des Fluides
J.BYE	T.	Chimie Physique
R.LOMBARD	T.	Chimie Organique
Melle M.PEREY	T.	Chimie Nucléaire
S.GOLDSZTAUB	T.	Minéralogie et Pétrographie
P.JOLY	T.	Biologie générale
H.BENOIT	T.	Physicochimie macromoléculaire
P.CUER	T.	Physique générale et physique corpusculaire
G.MILLOT	T.	Géologie et Paléontologie
R.LECOLAZET	T.T.P.	Physique du Globe
H.SAUCIER	T.T.P.	Minéralogie
R.ROHMER	T.	Chimie Minérale
M ^{le} A.GAGNIEU	T.T.P.	Botanique
S.NIKITINE	T.	Physique Générale

F. STUTINSKY	T.	Physiologie générale
B. WURTZ	T.T.P.	Chimie Biologique
J. BRENET	T.	Electrochimie
G. OURISSON	T.T.P.	Chimie
A. COCHE	T.T.P.	Physique Nucléaire
R. CERF	T.	Physique Générale
J. FRENKEL	T.T.P.	Mathématiques
P. TAGLANG	T.	Physique
J. P. LONCHAMP	T.T.P.	Physique
A. DELUZARCHE	T.T.P.	Chimie
J. B. DONNET	T.T.P.	Chimie Physique
R. ARMBRUSTER	T.T.P.	Physique
A. ROCHE	T.T.P.	Physique du Globe
L. HIRTH	T.	Microbiologie
A. SIGOT	P.S.C.	Zoologie
J. COGNE	T.T.P.	Géologie
A. FUCHS	T.	Mécanique Rationnelle
A. GALLMANN	T.T.P.	Physique
P. MIAHLE	T.T.P.	Physiologie animale
J. P. EBEL	T.	Chimie biologique
J. PARROD	T.T.P.	Chimie
R. WEY	T.T.P.	Chimie
Mme D. MAGNAC	T.T.P.	Physique
M. DAUNE	P.S.C.	Physique
J. P. ADLOFF	T.T.P.	Chimie Nucléaire
D. BERNARD	T.T.P.	Méthodes mathématiques de la physique
M. ZISMAN	T.T.P.	Mathématiques
E. DANIEL	T.	Physique expérimentale
P. CHEVALLIER	T.	Physique
J. GREMILLARD	T.T.P.	Mécanique des Fluides
P. CARTIER	T.	Mathématiques
G. REEB	T.	Topologie
F. NORGUET	T.	Analyse supérieure
R. CHAUVIN	T.	Psychophysiologie
J. WUCHER	P.S.C.	Physique
Mme M. BRINI	P.S.C.	Chimie
G. PERNY	P.S.C.	Physique
R. BARO	P.S.C.	Physique
H. DURANTON	P.S.C.	Botanique
R. WEISS	T.T.P.	Chimie
P. FEDERLIN	T.T.P.	Chimie
J. LERAY	P.S.C.	Physique
J. P. SCHWING	P.S.C.	Chimie
M. SIESKIND	P.S.C.	Physique
G. MONSONEGO	T.	Physique Théorique
P. GABRIEL	T.T.P.	Mathématiques

C. WIPPLER	T.	Physicochimie des Hauts Polymères Industriels
P. A. MEYER	T. T. P.	Mathématiques
G. WEILL	P. S. C.	Physique
J. M. BLOCH	T.	Chimie
A. CLAUSSE	P. S. C.	Chimie
E. FOLLENIUS	P. S. C.	Zoologie
J. LUCAS	P. S. C.	Géologie
G. GLAESER	T.	Mathématiques
J. J. THIEBOLD	P. S. C.	Biologie Animale

Professeurs Associés :

S. R. de GROOT	Physique
R. MARCHESSAULT	Physicochimie macromoléculaire
G. LUMER	Mathématiques
R. MORIARTY	Chimie organique
J. AUSLANDER	Physique Corpusculaire

Maîtres de Conférences :

H. DANAN	Physique
Mme WINTER Ch.	Physique
J. P. EBERHART	Minéralogie
Mme D. CAGNIANT	Chimie
X. FERNIQUE	Mathématiques
J. STREITH	Chimie
J. H. WEIL	Chimie Biologique
F. GAUTIER	Physique propédeutique
G. SUTTER	Physique électronique
D. FOATA	Mathématiques
J. L. VERDIER	Mathématiques
J. M. LEHN	Chimie
Cl. ROBERT	Physique
Mr. LACROUTE	Biologie végétale
M. GOUNOT	Botanique
J. PRADINES	Mathématiques
A. GIRARDIE	Biologie animale
F. BECKER	Physique mathématique
J. DEHAND	Chimie minérale
Cl. GODBILLON	Mathématiques
M. KAROUBI	Mathématiques
A. MIGNOT	Mathématiques appliquées

Maîtres de conférences associés :

V. AVANISSIAN	Mathématiques
---------------------	---------------

Secrétaire : G. SAINT-PE



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41553609_0021

A Monsieur le Professeur S. GORODETZKY

Directeur de l'Institut de Recherches Nucléaires de
Strasbourg

Hommage de profonde gratitude

A MA MERE

A MA FEMME

MESURE DE LA POLARISATION DU POSITON
EMIS DANS LA DESINTEGRATION DU MUON

par Manfred BUHLER-BROGLIN

TABLE DES MATIERES

<u>INTRODUCTION</u>	1
<u>I. L'UNIVERSALITE ($1 + \gamma_5$)</u>	
1. L'invariance de la chiralité	3
2. L'invariance par rapport au renversement du signe de la masse	5
3. La théorie à deux composantes de Feynman et Gell-Mann	7
4. Confirmation expérimentale de l'universalité ($1 + \gamma_5$)	15
<u>II. PRINCIPE DE L'EXPERIENCE</u>	
1. L'annihilation électron-positron et sa dépendance du spin	22
2. Calcul de l'asymétrie	
2.a Calcul de l'asymétrie totale	26
2.b Calcul de l'asymétrie théorique pour un positron émis selon l'axe de symétrie du système	28
2.c Calcul de l'asymétrie pour différents angles d'émission du positron	39
2.d Calcul de l'asymétrie finale	43
3. La dépolarisation du positron lors de son ralentissement	44

III. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

1. Principe de la mesure de la polarisation du positron	54
2. Faisceau	55
3. Le télescope "Faisceau"	56
4. Le télescope "Electrons"	59
5. Disposition géométrique des compteurs 5 et 7 et angle solide de détection	68

IV. DISPOSITIF ELECTRONIQUE

1. Définition des événements	74
2. Conditions de Purification	75
3. Moniteurs et taux de comptage	78
4. Mesure de la corrélation énergétique des deux rayons gamma	79

V. MESURES ET RESULTATS

1. L'asymétrie expérimentale	81
2. Etude du bruit de fond	82
3. Principe de la mesure	86
4. Résultats	99

<u>CONCLUSION</u>	102
-------------------	-----

<u>APPENDICE: Le moniteur d'asymétrie nulle</u>	103
---	-----

<u>BIBLIOGRAPHIE</u>	107
----------------------	-----

INTRODUCTION

La radioactivité beta est qualitativement connue depuis le début du siècle, mais ce n'est que vers 1930 qu'une connaissance quantitative prend naissance. En 1932-33, B.W. Sargent⁽¹⁾ calcula la distribution énergétique des électrons pour différents émetteurs beta. Dès 1930, W. Pauli proposa l'hypothèse du neutrino pour expliquer le spectre continu de l'énergie de l'électron émis dans la désintégration beta du noyau. E. Fermi⁽²⁾ en 1934 proposa une théorie de la désintégration beta. Fermi choisit une densité d'interaction semblable à celle de l'interaction électromagnétique. Un second pas en avant fut réalisé par la théorie de G. Gamow et E. Teller⁽³⁾. Cette théorie permet d'expliquer la radioactivité beta dans le cas où un changement de spin du noyau intervient. Nous arrivons ainsi à l'année 1957.

La possibilité d'une violation de la parité suggérée par T.D. Lee et C.N. Yang⁽⁴⁾ fut brillamment confirmée par C.S. Wu et coll.⁽⁵⁾ par l'étude de la corrélation angulaire de l'électron émis et du spin du noyau de Co^{60} polarisé. Très rapidement, les théoriciens tels que Sudarshan et Marshak, Sakurai, Feynman et Gell-Mann élaborèrent une théorie nouvelle de l'interaction universelle de Fermi. Cette théorie tient compte de la violation de la parité et prévoit une polarisation totale du neutrino. Les expériences affluèrent et confirmèrent ces brillantes hypothèses. Remarquons cependant que le plus souvent la polarisation mesurée n'était pas totale. Dans l'expérience de M. Goldhaber et coll.⁽⁶⁾ la polarisation du neutrino s'avéra être de 68%, les 32% manquants étaient expliqués par des phénomènes

de dépolarisation. La théorie était bien établie quoique peu de résultats expérimentaux sûrs existassent, concernant la polarisation du positron dans une interaction purement leptonique du genre $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$. Des résultats préliminaires d'une expérience réalisée au CERN par L. Dick et coll.⁽⁷⁾ indiquèrent une valeur de la polarisation du positron bien inférieure aux 100% prévus par la théorie. Trois expériences différentes furent réalisées au CERN^(8, 9, 10) se proposant toutes trois de mesurer la polarisation du positron par des méthodes n'impliquant pas de ralentissement préalable. La première de ces trois expériences constitue le sujet du présent travail.

I. L'UNIVERSALITE ($1 + \gamma_5$)

1. L'invariance chirale
2. L'invariance par rapport au renversement du
signe de la masse
3. La théorie à deux composantes de Feynman et Gell-Mann
4. Confirmation expérimentale de l'universalité ($1 + \gamma_5$)

I. L'UNIVERSALITE (1 + γ_5)

La suggestion de T.D. Lee et C.N. Yang⁽⁴⁾ que la parité pouvait être violée dans l'interaction beta, rapidement confirmée par l'expérience de C.S. Wu et coll.⁽⁵⁾, permit une nouvelle formulation de la théorie de l'interaction faible. Dans la désintégration beta, la désintégration du muon et du pion et dans la capture du muon, les constantes de couplage sont du même ordre de grandeur, ce qui conduisit O. Klein⁽¹¹⁾, G. Puppi⁽¹²⁾, T.D. Lee et coll.⁽¹³⁾, J. Tiomno et J. Wheeler⁽¹⁴⁾ à postuler l'existence d'une interaction universelle de Fermi. Nous allons montrer comment divers auteurs partant de formalismes différents arrivèrent à déduire l'universalité $(1 + \gamma_5)\gamma_\mu$.

1. L'invariance de la chiralité.

L'hypothèse de la non conservation de la parité exprimée par la théorie à deux composantes du neutrino de T.D. Lee et C.N. Yang⁽¹⁵⁾, corroborée par de nombreux résultats expérimentaux (pour une liste détaillée, voir la réf. 16), conduisit E.C.G. Sudarshan et R.E. Marshak⁽¹⁷⁾ à choisir un couplage vectoriel, pseudovectoriel entre les paires de champs $\mu \nu_\mu$, $e \nu_e$, $n p$, $\Lambda^0 p$.

La forme de l'interaction est alors:^{*}

$$\int \bar{\psi} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) A \cdot \bar{\psi} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) B + \text{c.h.}$$

* Pour la compréhension de ce chapitre, nous supposons connu le formalisme de l'équation de Dirac $(\gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu} + m) \psi = 0$. Pour plus de détails voir la réf. 18.

Pour une réaction $A + B \rightarrow C + D$ conservant la charge électrique, le nombre leptonique et le nombre barionique. Puisque γ_5 et γ_μ anticommulent et que $(1 + \gamma_5) = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)^2$, le Hamiltonien de l'interaction entre les quatre champs ABCD peut se mettre sous la forme:

$$\mathcal{H}_{\text{int}} = \frac{1}{4} \bar{C} (1 - \gamma_5) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) A \cdot \bar{D} (1 - \gamma_5) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) B + \text{c.h.}$$

$$= g C' \gamma_\mu A' D' \gamma_\mu B'$$

où $A' = \frac{1}{\sqrt{2}} (1 + \gamma_5) A$

$$A' = A'^* \gamma_4 = \frac{1}{\sqrt{2}} A' (1 - \gamma_5) \text{ etc...}$$

L'application de l'opérateur de projection $\Lambda^\pm = \frac{1}{2} (1 \pm \gamma_5)$ à une fonction d'onde réduit le nombre de composantes de quatre à deux si la masse de la particule interagissante est négligeable par rapport à son énergie ($V \rightarrow c$). Dans le cas du neutrino nous pouvons par exemple représenter les deux états possibles par les fonctions d'onde ψ_D (Dextrogyre) et ψ_L (Lévogyre). Nous avons:

$$\psi_\nu = \psi_D + \psi_L$$

$$\gamma_5 \psi_D = -\psi_D ; \quad (1 + \gamma_5) \psi_D = 0$$

$$\gamma_5 \psi_L = \psi_L ; \quad (1 - \gamma_5) \psi_L = 0$$

$$\psi_D = \frac{1}{2} (1 - \gamma_5)$$

$$\psi_L = \frac{1}{2} (1 + \gamma_5)$$

L'opérateur γ_5 est appelé opérateur chirale par S. Watanabe^(17a); la chiralité est la propriété d'avoir une orientation privilégiée.

L'interaction de Fermi violant la parité conserve la chiralité. La violation maximale de la parité correspond à l'invariance de la chiralité.

2. L'invariance par rapport au renversement du signe de la masse.

A. Salam⁽¹⁹⁾, L. Landau⁽²⁰⁾, T.D. Lee et C.N. Yang⁽¹⁵⁾ émettent l'hypothèse que la non conservation de la parité est due à la présence d'un neutrino à deux composantes. F. Eisler et coll.^(20a) démontrèrent que dans la désintégration du $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$, où le neutrino ne joue aucun rôle, la parité était violée. J.J. Sakurai⁽²¹⁾ réussit à formuler une théorie de l'interaction faible en partant d'un principe d'invariance nouveau. Il remarque que l'équation de Dirac

$$\{i \gamma_\lambda (\partial_\lambda - e A_\lambda) + m\} \psi = 0$$

est invariante pour la transformation de Tienmo⁽²²⁾

$$\psi \rightarrow \eta \gamma_5 \psi'$$

$$\bar{\psi} \rightarrow -\eta^* \bar{\psi}' \gamma_5$$

$$m \rightarrow -m \quad \text{avec} \quad |\eta|^2 = 1$$

En effet, faisons ce changement de variable dans l'équation de Dirac avec $\eta = +1$

$$\begin{aligned} i \gamma_\lambda p_\lambda \gamma_5 \psi' - ie \gamma_\lambda A_\lambda \gamma_5 \psi' - m \gamma_5 \psi' &= 0 \\ = -i \gamma_5 \gamma_\lambda p_\lambda \psi' + ie \gamma_5 \gamma_\lambda A_\lambda \psi' - m \gamma_5 \psi' &= 0 \end{aligned}$$

Divisons par γ_5

$$-i \gamma_\lambda p_\lambda \psi' + ie \gamma_\lambda A_\lambda \psi' - m \psi' = 0$$

Soit

$$[i \gamma_\lambda (p_\lambda - e A_\lambda) - m] \psi = 0$$

Ce qui équivaut à dire que l'équation de Dirac

$$(i \gamma_\lambda (p_\lambda - e A_\lambda) - m) \psi' = 0$$

est équivalente à l'équation de Dirac communément employée où le signe de m est pris comme étant positif. Les deux solutions ψ et ψ' se transforment l'une dans l'autre par l'échange des "grandes" et "petites" composantes. Pourquoi le signe de m intervient-il alors que dans la relation relativiste

$$m^2 = E^2 - p^2$$

la masse intervient quadratiquement? Le Hamiltonien de l'interaction est-il invariant si m change de signe? Comme réponse à ces questions, Sakurai suggère que l'interaction de quatre fermions responsable de l'interaction faible soit invariante pour la transformation de Tiomno avec la même valeur de η pour chacun des quatre champs pris séparément.

Les fonctions d'onde ψ et $\gamma_5 \psi$ étant chacune solution de l'équation de Dirac, une combinaison linéaire des deux est elle-même solution. Le Hamiltonien de l'interaction peut alors s'écrire:

$$H_{int} = \int (\bar{\psi}_2 (1 - \gamma_5) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi_1) (\bar{\psi}_4 (1 - \gamma_5) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \bar{\psi}_3) + c.h.$$

Le Hamiltonien ne contient que des termes vectoriels et pseudo-vectoriels et viole la parité indépendamment de la présence d'un champ de neutrino. La théorie de Sakurai contient la théorie à deux composantes du neutrino si ψ_3 par exemple est égale à ψ_ν .

3. La théorie à deux composantes de Feynman et Gell-Mann

Feynman et Gell-Mann⁽²³⁾ se demandèrent pourquoi la fonction d'onde décrivant un électron dans le formalisme de l'équation de Dirac doit avoir quatre composantes. Il est généralement admis que deux composantes servent à décrire le spin et les deux autres pour décrire les deux états d'énergie possibles. Pour une particule de spin zéro, une fonction d'onde à une seule composante est suffisante. Le signe de l'énergie est déterminé par la variation de la fonction d'onde dans l'espace

et le temps. L'équation de Klein-Gordon est du second ordre et pour prédire le futur nous avons besoin de la fonction et de sa dérivée. Feynman et Gell-Mann cherchent une équation du second ordre décrivant l'interaction faible et ayant pour solution un spineur à deux composantes.

Pour cela, écrivons l'équation de Dirac sous une forme plus explicite:

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = - i \vec{\alpha} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} + i m \beta \psi$$

avec

$$\vec{\alpha} = \left(\begin{array}{c|c} 0 & \sigma \\ \hline \sigma & 0 \end{array} \right) \quad \beta = \left(\begin{array}{c|c} 1 & 0 \\ \hline 0 & -1 \end{array} \right)$$

où les $\vec{\sigma}$ sont les matrices de Pauli:

$$\sigma_1 = \left(\begin{array}{c|c} 0 & 1 \\ \hline 1 & 0 \end{array} \right) ; \quad \sigma_2 = \left(\begin{array}{c|c} 0 & -i \\ \hline i & 0 \end{array} \right) ; \quad \sigma_3 = \left(\begin{array}{c|c} 1 & 0 \\ \hline 0 & -1 \end{array} \right)$$

La fonction d'onde ψ peut s'écrire:

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \psi_3 \\ \psi_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \psi_1^a \\ \psi_2^a \\ \psi_3^b \\ \psi_4^b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \psi^a \\ \psi^b \end{pmatrix}$$

ψ^a et ψ^b représentent respectivement les grandes et les petites composantes.

L'équation de Dirac s'écrit alors:

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial \psi^a}{\partial t} \\ \frac{\partial \psi^b}{\partial t} \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} 0 & \sigma \\ \sigma & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{\partial \psi^a}{\partial r} \\ \frac{\partial \psi^b}{\partial r} \end{pmatrix} - im \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi^a \\ \psi^b \end{pmatrix}$$

Soit:

$$\begin{cases} \frac{\partial \psi^a}{\partial t} = -\vec{\sigma} \frac{\partial \psi^b}{\partial r} - im \psi^a \\ \frac{\partial \psi^b}{\partial t} = -\vec{\sigma} \frac{\partial \psi^a}{\partial r} + im \psi^b \end{cases}$$

Posons $\varphi = \frac{1}{2} (\psi^a - \psi^b)$ et $\chi = \frac{1}{2} (\psi^a + \psi^b)$

Nous avons en faisant successivement la somme et la différence des deux équations ci-dessus:

$$\frac{\partial \chi}{\partial t} = -\vec{\sigma} \frac{\partial \chi}{\partial r} - im \varphi$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = \vec{\sigma} \frac{\partial \varphi}{\partial r} - im \chi$$

Nous constatons que dans le cas où $m = 0$ l'équation de Dirac se réduit à deux équations de Weyl indépendantes. Dans le cas plus général où $m \neq 0$ les deux équations ne sont plus indépendantes et les fonctions d'onde φ et χ restent couplées par l'équation de Dirac. Feynman et Gell-Mann remarquèrent alors que si nous faisons le changement de variable

$$\chi = \frac{1}{im} \left(\vec{\sigma} \frac{\partial \varphi}{\partial r} - \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right)$$

et si nous substituons χ dans la première des deux équations, nous obtenons une équation du second ordre du type Klein-Gordon.

$$\frac{1}{im} \left(\vec{\sigma} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial r \partial t} - \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} \right) = -\vec{\sigma} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \cdot \frac{1}{im} \left(\vec{\sigma} \frac{\partial \varphi}{\partial r} - \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right) - im \varphi$$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - \nabla^2 \varphi + m^2 \varphi = 0 \quad (\text{K.G})$$

La fonction d'onde χ peut être exprimée en fonction de φ et de ses dérivées. La théorie générale peut s'exprimer à l'aide de la fonction d'onde φ à deux composantes et satisfaisant l'équation de Klein-Gordon. Feynman et Gell-Mann suggérèrent de considérer

la solution la plus simple, celle n'impliquant pas de dérivée. La sélection de cette solution se fait par l'application de l'opérateur $1 + \gamma_5$. En effet, la fonction d'onde ψ peut se mettre sous la forme:

$$\psi = \frac{1}{2} (1 + \gamma_5) \psi + \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) \psi$$

$$= \begin{pmatrix} \varphi \\ -\varphi \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \chi \\ \chi \end{pmatrix}$$

avec

$$\bar{\psi} = \bar{\psi} \frac{1}{2} (1 + \gamma_5) + \bar{\psi} \frac{1}{2} (1 - \gamma_5)$$

$$= \begin{pmatrix} \chi^* \\ -\chi^* \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \varphi^* \\ \varphi^* \end{pmatrix}$$

Feynman et Gell-Mann proposèrent que seules les combinaisons $\frac{1}{2} (1 + \gamma_5) \psi$ et $\bar{\psi} \frac{1}{2} (1 - \gamma_5)$ étaient couplées dans la nature. Le choix $(1 + \gamma_5)$ impliquant une hélicité négative de l'électron fut fait à la vue des résultats expérimentaux de Boehm et coll.(23a), M. Goldhaber et coll.(27), H. Frauenfelder et coll.(28).

La forme de l'interaction est alors:

$$g_{\beta} \bar{\psi}_p (1 - \gamma_5) \psi_i (1 + \gamma_5) \psi_N \bar{\psi}_e (1 - \gamma_5) \psi_i (1 + \gamma_5) \psi_{\nu}$$

Posons $a = \frac{1}{2} (1 + \gamma_5)$; $\bar{a} = \frac{1}{2} (1 - \gamma_5)$

$$(\bar{\Psi}_p \bar{a} O_i a \Psi_N) (\bar{\Psi}_e \bar{a} O_i a \Psi_\nu)$$

Dans chaque parenthèse, nous aurons des termes $\bar{a} O_i a$. La structure de O_i détermine la nature du couplage. Quels sont les couplages possibles? Dans le tableau 1.1 les différentes possibilités sont énumérées.

Nature du couplage	O_i	$\bar{a} O_i a$
Scalaire	1	$\bar{a} a = a \bar{a} = 0$
Pseudoscalaire	γ_5	$\bar{a} \gamma_5 a = a \bar{a} = 0$
Tenseur	$i \gamma_\mu \gamma_\nu$	$i \bar{a} \gamma_\mu \gamma_\nu a = i \gamma_\mu \gamma_\nu a \bar{a} = 0$
Vecteur	γ_μ	$\bar{a} \gamma_\mu a = \gamma_\mu a^2 = \gamma_\mu a$
Pseudovecteur	$i \gamma_\mu \gamma_5$	$i \bar{a} \gamma_\mu \gamma_5 a = i \gamma_\mu \gamma_5 a^2 = i \gamma_\mu \gamma_5 a$

Tableau 1.1

Il est remarquable de constater que le choix de la solution la plus simple entraîne l'élimination de trois possibilités de couplage: S, P et T. Seuls les couplages vectoriel et axial sont différents de zéro, mais sont dégénérés.

En effet, le remplacement de O_i par γ_μ ou par $i\gamma_\mu\gamma_5$ conduit à la même expression finale. Si nous négligeons les effets de normalisation sur la partie axiale, le Hamiltonien de la désintégration beta du neutron peut se mettre sous la forme:

$$G_\beta (\bar{\psi}_p \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi_n) (\bar{\psi}_e \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi_\nu)$$

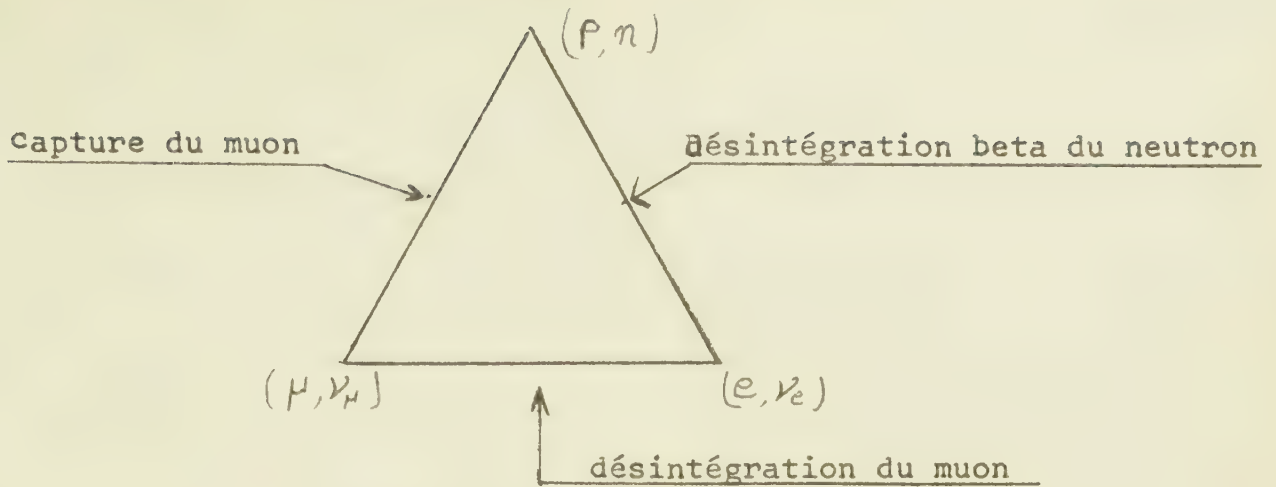
L'hypothèse d'une interaction universelle conduit à l'expression générale du Hamiltonien de l'interaction:

$$G (\bar{\psi} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi) (\psi \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi)$$

L'hélicité du neutrino et de l'électron ($v/c \rightarrow 1$) est prédite par la théorie ; la non conservation de la parité est inhérente à la théorie et n'est pas due à la présence du neutrino. Le signe (V - A) qui correspond au choix $(1 + \gamma_5)$ pour l'opérateur de projection est imposé par l'expérience comme nous l'avons déjà mentionné et comme nous le verrons plus en détail au prochain paragraphe.

La constante de couplage G_β peut être déterminée expérimentalement par l'étude de la désintégration beta de l' θ^{14} . L'universalité de l'interaction de Fermi nous conduit à décrire les 3 processus schématisés par le triangle de Puppi, non seulement avec la même forme, mais aussi avec la même force. La détermination de la vie moyenne du muon nous permet de connaître la constante de couplage G_μ car:

$$\tau_\mu = \frac{192\pi^3}{G_\mu^2 m_\mu^5}$$



Triangle de PUPPI

Le remplacement dans cette formule de G_μ par G_β prévoit une vie moyenne du muon de $(2,26 \pm 0,04)10^{-6} \text{ s}$.

La mesure très précise de F. Farley et coll.⁽²⁴⁾ était initialement en désaccord avec cette prédiction. Ces auteurs trouvèrent:

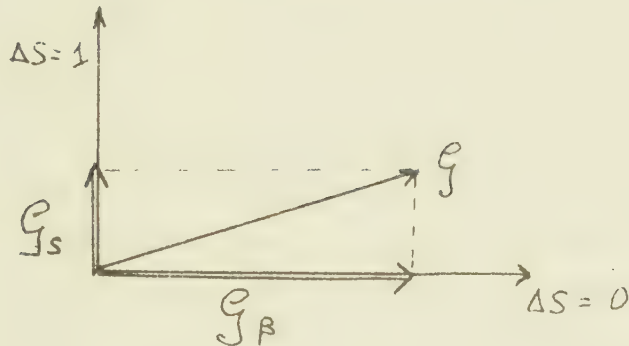
$$\tau_\mu = (2,198 \pm 0,001)10^{-6} \text{ s}$$

En d'autres termes, la charge faible du muon semble plus forte que la charge faible du nucléon, soit:

$$G_\mu^V = (1,0225 \pm 0,0030)G_\beta^V$$

Grâce à N. Cabibbo⁽²⁵⁾ nous comprenons à présent ce désaccord. Cabibbo a montré que la "charge faible" n'était pas également distribuée entre le muon, le nucléon et les membres étranges de l'octet barionique ($p, \bar{\Sigma}, \Xi, \Lambda$). Nous pouvons représenter cette distribution par la figure suivante:

$$\begin{aligned} G_{\beta}^V &= \cos \theta \, G \\ G_S^V &= \sin \theta \, G \quad \sin \theta = 0,206 \end{aligned}$$



A la lumière de cette nouvelle théorie la vie moyenne du muon trouvée par P.J. Farley et coll. est en parfait accord avec la théorie universelle de l'interaction faible.

4. Confirmation expérimentale de l'universalité $(1 + \gamma_5)$

La conséquence la plus importante de la théorie universelle de l'Interaction de Fermi est la prévision de la polarisation des particules. Dans le formalisme $(1 + \gamma_5)$ l'hélicité d'une particule ne peut être que négative, tandis que l'hélicité de l'antiparticule est positive. Nous allons succinctement décrire 4 expériences qui ont permis de vérifier le bien-fondé de l'universalité $(1 + \gamma_5)$.

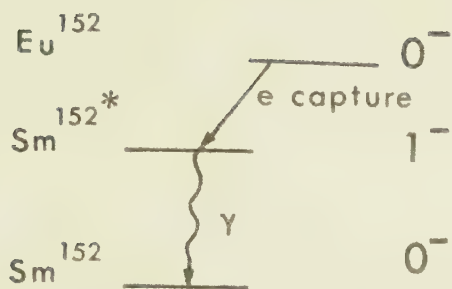
i) L'expérience de H. Frauenfelder et coll.

Frauenfelder et coll.⁽²⁸⁾ mesurèrent la polarisation longitudinale des électrons de la désintégration beta du Co^{60} en utilisant la diffusion de Mott. L'observation de la polarisation longitudinale est difficile. Pour surmonter cette difficulté, Frauenfelder défléchit les électrons de 108° à l'aide d'un déflecteur électrostatique. Le spin garde sa direction initiale, mais le moment linéaire de l'électron tourne de 90° : la polarisation longitudinale est devenue transversale. La polarisation transversale est mesurée en diffusant les électrons à travers une feuille mince d'un matériau à numéro atomique élevé (Au). Une asymétrie gauche-droite est mesurée pour les électrons diffusés à des angles compris entre 95° et 140° , correspondant à une polarisation initiale des électrons compatible avec v/c. L'électron intervient bien dans la désintégration beta sous la forme $(1 + \gamma_5)\psi_e$. La polarisation complète exclut les couplages S et V, T et A.

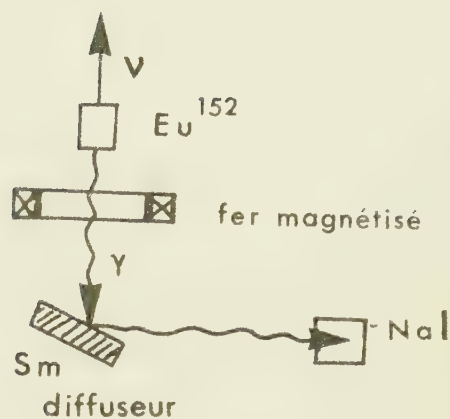
ii) L'expérience de M. Goldhaber et coll.

La mesure de l'hélicité du neutrino par M. Goldhaber et coll.⁽²⁷⁾ nous permet à présent d'affirmer que le neutrino est bien lévogyre, et intervient dans l'interaction avec la projection $(1 + \gamma_5)\psi_\nu$.

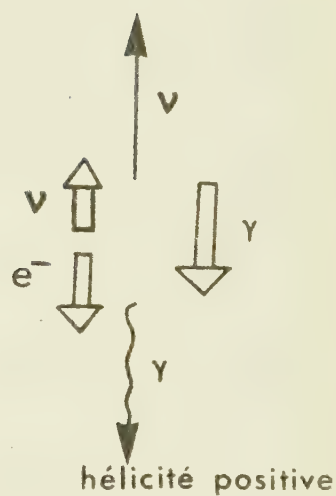
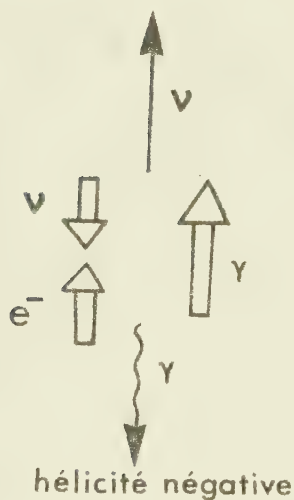
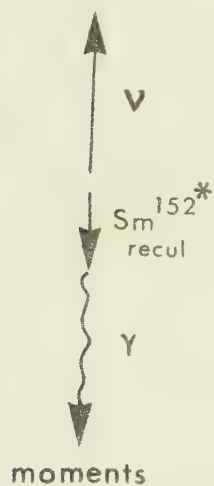
Le principe de l'expérience est illustré par la figure 1.1. M. Goldhaber utilisa la réaction suivante: (Fig. 1.1a).



A



B



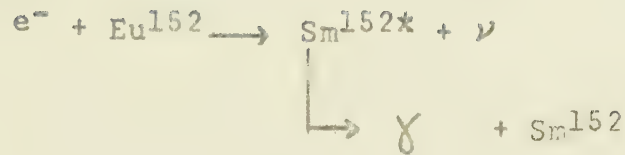
C

= direction du Spin

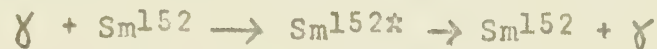
D

= direction du moment

FIG 1.1



Les rayons gamma émis sont détectés par diffusion résonnante dans du Sm^{152} . (Fig. 1.1b)



Pour observer une diffusion résonnante, le rayon gamma doit être émis avant que le noyau de Sm^{152*} ne perde son énergie de recul; l'émission doit se faire selon la direction du recul du noyau de Sm^{152*} , (Fig. 1.1c) car pour compenser l'énergie prise par le recul du noyau $\left(\frac{E_0^2}{Mc^2}\right)$ le rayon gamma doit acquérir une énergie supplémen-

taire par effet Doppler $(E_0 \frac{E_\nu}{Mc^2} \cos \theta)$. L'énergie disponible est

alors $E_\gamma = E_0 + E_0 \frac{E_\nu}{Mc^2} \cos \theta - \frac{E_0^2}{Mc^2}$. La condition pour qu'il y

ait diffusion résonnante est que $E_\nu \cos \theta = E_0$. La conservation du moment angulaire exige que la direction des spins soit comme sur la figure 1.1d. Nous constatons que l'hélicité du neutrino et du rayon gamma est identique. La mesure de l'hélicité du rayon gamma permet de connaître l'hélicité du neutrino. La polarisation du photon est mise en évidence par sa transmission à travers du fer magnétisé. La section efficace de diffusion Compton dépend de l'orientation relative des spins du photon et de l'électron

polarisé. L'exploitation de cette propriété permet de mesurer la polarisation de photons.

Dans l'expérience de M. Goldhaber et coll. la fraction de rayons gamma atteignant le diffuseur de Sm^{152} dépend de l'orientation du champ magnétique. La polarisation circulaire mesurée était égale à $(67 \pm 15)\%$. Ce résultat est à comparer avec la valeur attendue, soit 84% . L'hélicité du neutrino s'avère être négative et la polarisation est totale.

Ces deux expériences nous permettent de conclure que la partie leptonique de l'interaction doit être de la forme:

$$\bar{\psi}_e (1 - \gamma_5) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi_\nu$$

Nous avons vu au paragraphe 3 que cette forme exclut les interactions du genre scalaire, pseudoscalaire et tensorielle (STP).

iii) L'expérience de M.T. Burgy et coll.

Il nous reste à voir si la partie barionique est du type $(1 + \gamma_5) \psi_N$ ou bien $(1 - \gamma_5) \psi_N$. Ces deux possibilités correspondent à des distributions angulaires différentes pour les leptons émis dans la désintégration de neutrons polarisés. Ecrivons le Hamiltonien de l'interaction sous sa forme explicite:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{H}_{\text{int}} &= \frac{g_V}{\sqrt{2}} (\bar{\psi}_p \gamma_\lambda \psi_n) (\bar{\psi}_e \gamma_\lambda (1 + \gamma_5) \psi_\nu) \\
 &+ \frac{g_A}{\sqrt{2}} (\bar{\psi}_p i \gamma_\lambda \gamma_5 \psi_n) (\bar{\psi}_e i \gamma_\lambda \gamma_5 (1 + \gamma_5) \psi_\nu) \\
 &= \frac{g_V}{\sqrt{2}} \left[\bar{\psi}_p \gamma_\lambda (1 - \frac{g_A}{g_V} \gamma_5) \psi_n \right] (\bar{\psi}_e \gamma_\lambda (1 + \gamma_5) \psi_\nu)
 \end{aligned}$$

Le signe de g_A/g_V indique le signe du couplage V-A. Nous savons à présent que $g_A/g_V = 1,0$ pour la partie leptonique de l'interaction; en ce qui concerne la radioactivité beta $g_A/g_V = -1,20$. Le choix du couplage V - A fut initialement établi à la vue des résultats de l'expérience de M.T. Burgy et coll. (31,32). Ces auteurs étudièrent la désintégration de neutrons polarisés et plus spécialement la distribution angulaire des produits de désintégration. La direction de la polarisation du neutron est prise comme axe de quantisation; la distribution angulaire de l'électron et de l'anti-neutrino est différente si $g_A/g_V = 1,2$ ou $g_A/g_V = -1,2$. Les différentes possibilités sont résumées dans le tableau (1.2).

particule	$g_A/g_V = + 1,2$	$g_A/g_V = - 1,2$
e^-	$1 - \cos \theta$	$1 - 0,1 \cos \theta$
$\bar{\nu}_e$	$1 + 0,1 \cos \theta$	$1 + \cos \theta$

Tableau (1.2)

M.T. Burgy et coll. détectent en coïncidence l'électron et le proton de recul à des angles astucieusement choisis, de sorte que l'application des principes de la conservation de l'énergie et du moment permet de connaître la direction d'émission de l'antineutrino. La polarisation du neutron est réalisée par le passage de neutrons issus d'un réacteur sur un miroir de cobalt magnétique, l'inversion du champ permet d'inverser la polarisation. Soit $1 + a \cos \theta$ la loi représentant la distribution angulaire des produits de désintégration. M.T. Burgy et coll. trouvèrent les valeurs suivantes pour a

$$a_e = - 0,09 \pm 0,03$$

$$a_{\bar{\nu}} = 0,88 \pm 0,15$$

Ces résultats indiquent clairement que le couplage est de la forme V-A, et que mis à part un facteur de renormalisation de la partie axiale, les barions interviennent eux aussi avec la projection $(1 + \gamma_5)$.

Il reste encore à vérifier que la polarisation des leptons intervenant dans une réaction purement leptonique est la même que dans la désintégration beta. Cette vérification devint d'autant plus importante que des mesures faites par Dick et coll.⁽⁷⁾ par la méthode du positronium indiquèrent une polarisation réduite du positron émis dans la désintégration du muon. Le même appareillage avait permis de mesurer une polarisation totale pour les positrons émis par le Na^{22} et le B^8 . En fait, il n'existait

aucune mesure sûre de la polarisation du positron. G. Culligan et coll. (29,30) arrivèrent à la conclusion que la polarisation du positron était comprise entre 60 et 100 pour cent. P. Macq et coll. (32a) trouvèrent $(70 \pm 60)\%$ de polarisation. Une clarification devint nécessaire. C'est pourquoi nous avons mesuré la polarisation du positron émis dans la désintégration du muon. La description de cette expérience constitue le présent travail.

II. PRINCIPE DE L'EXPERIENCE

1. L'annihilation électron-positron et sa dépendance du spin

2. Calcul de l'asymétrie

2a Calcul de l'asymétrie totale

2b Calcul de l'asymétrie théorique pour un positron émis
selon l'axe de symétrie du système

2.b - 1 Cas général

2.b - 2 Expression des sections d'annihilation théorique

2.b - 3 Calcul des bornes inférieures d'intégration

2.b - 4 Calcul des bornes supérieures d'intégration

2.b - 5 Calcul de l'asymétrie pondérée.

2c Calcul de l'asymétrie pour différents angles d'émission du
positron

2d Calcul de l'asymétrie finale

3. La dépolarisation du positron lors de son ralentissement

3a Dépolarisation par Bremsstrahlung

3b Dépolarisation par diffusion Coulombienne

3c Dépolarisation par diffusion Bhabha

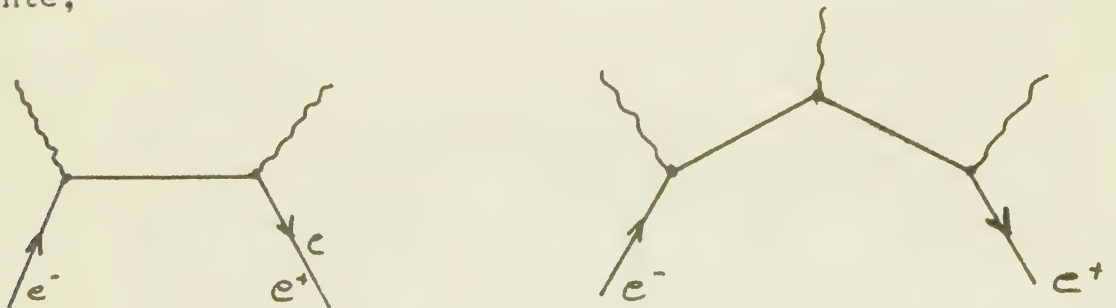
II. PRINCIPE DE L'EXPERIENCE

1. L'annihilation électron-positron et sa dépendance du spin

Jusqu'en octobre 1956 régnait un désintérêt général quant à la polarisation d'électrons libres. Les expressions théoriques traitant des électrons et des photons, telles qu'on les trouve dans les ouvrages classiques comme Heitler⁽³³⁾; Mott et Massey⁽³⁴⁾, sont toutes sommées sur tous les états de polarisation.

La découverte expérimentale de C.S. Wu et coll.⁽⁵⁾ est à l'origine d'un rapide développement des techniques de mesure de la polarisation de l'électron. Citons la diffusion de Mott, la diffusion Möller et Bhabha, la polarisation circulaire des photons d'annihilation, l'annihilation de positrons lents et l'annihilation en vol dans une cible ferromagnétique. En ce qui concerne l'annihilation en vol du positron L.A. Page⁽³⁵⁾ et Mc Master⁽³⁶⁾ refirent la formulation des sections efficaces en ~~tenant~~ compte de la polarisation.

L'annihilation d'une paire électron-positron libres peut se faire en deux ou trois photons. La production d'un seul photon est exclue par la conservation du quadri-moment. Le processus à deux ou trois photons peut se représenter de la manière suivante;



La production de chaque photon supplémentaire implique une constante de couplage supplémentaire dans l'élément de matrice, donc un terme $\alpha = \frac{e}{4\pi} \frac{1}{137}$ apparaît dans la probabilité de transition. L'annihilation en trois photons ou plus, ne représentera que le pour cent de l'annihilation en deux photons.

1.a Expression théorique de la section efficace d'annihilation

Les calculs des différentes sections d'annihilation sont faits dans le système du centre de masse. Dans ce système, les énergies des deux photons, du positron et de l'électron sont identiques. La géométrie est montrée dans la figure ci-dessous:

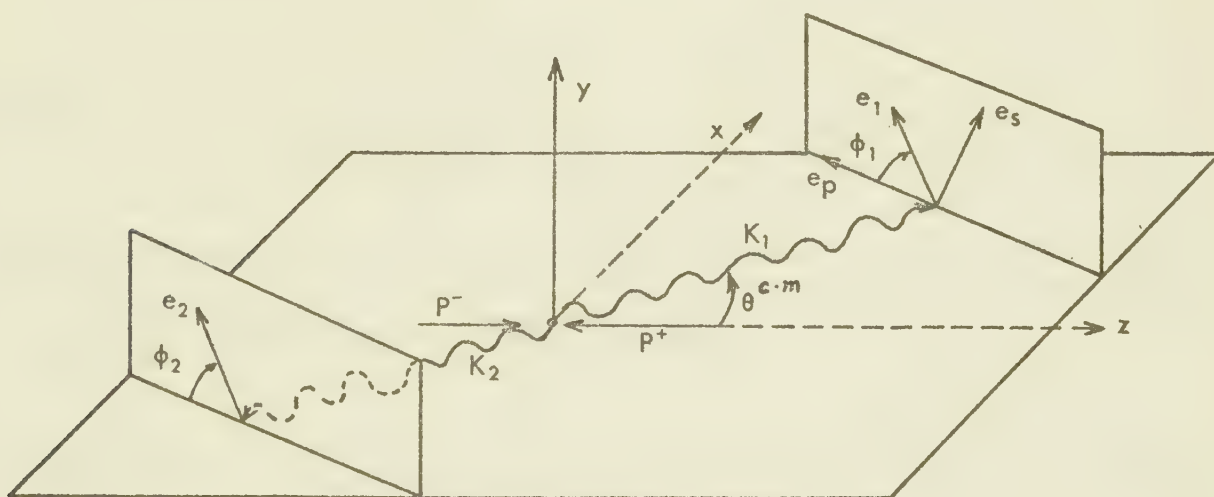


Fig 2.1

Système du centre de masse pour l'annihilation électron-positron. Les angles ϕ_1 et ϕ_2 sont les angles entre les vecteurs-polarisation des deux quantas k_1 et k_2 et le plan d'interaction xz .

Pour la transformation dans le système du laboratoire, on utilise les formules suivantes:

$E = 2\xi^2 - 1$ où E est l'énergie du positron dans le système du laboratoire, ξ est l'énergie dans le système du centre de masse. Les deux énergies sont exprimées en unités mc^2 .

$\beta = \left| \frac{E - 1}{E + 1} \right|^{1/2}$ β est le β du système du centre de masse

$$\gamma^2 = \frac{1}{1 - \beta^2}$$

$$\theta_{LAB} = \arctg \frac{\sin \theta_{CM}}{\gamma(\beta + \cos \theta_{CM})}$$

θ_{LAB} est l'angle entre le γ et le positron dans le laboratoire

θ_{CM} est l'angle dans le centre de masse.

Dans notre expérience, n'étant pas intéressés par la polarisation des photons, nous pouvons intégrer sur tous les états de polarisation

La section efficace d'annihilation pour les spins de l'électron et du positron parallèles est:

$$(2.1) \quad \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_p = \frac{r_0^2}{2\beta\gamma^2} \frac{\beta^2(1 - \cos^4 \theta_{CM})}{(1 - \beta^2 \cos^2 \theta_{CM})^2}$$

La section efficace d'annihilation pour les spins de l'électron et du positron antiparallèles est:

$$(2.2) \quad \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_A = \frac{r_0^2}{2\beta\gamma^2} \times \frac{(1-\beta^2)(1+\beta^2+\beta^2\sin^4\theta_{CM})}{(1-\beta^2\cos^2\theta_{CM})^2}$$

L'allure des deux sections est montrée sur les figures 2.2a, 2.2b. Notons que pour $\theta_{CM} = 0$ la section efficace d'annihilation pour spins parallèles est nulle. S. Frankel et coll.⁽³⁷⁾ ont mis à profit cette propriété pour mesurer la polarisation longitudinale des positrons émis par le Ga^{31} .

Sections efficaces totales

Si nous intégrons les expressions (2.1) et (2.2) de 0 à π nous obtenons les sections totales d'annihilation. Les limites d'intégration sont 0 et π car une permutation des deux quantas ne donne pas un nouvel état. Tous calculs faits, on trouve:

$$(2.3) \quad \sigma_P = -\alpha \left[\frac{\beta^2 + 3}{\beta^2} + \frac{3 + \beta^4}{2\beta^3} \text{Log} \frac{1 - \beta}{1 + \beta} \right]$$

$$(2.4) \quad \sigma_A = -\frac{\alpha}{\gamma^2} \left[-\frac{(2\beta^4 - 3\beta^2 + 3)}{\beta^2(1 - \beta^2)} + \frac{(2\beta^4 + 3\beta^2 - 3)}{2\beta^3} \text{Log} \frac{1 - \beta}{1 + \beta} \right]$$

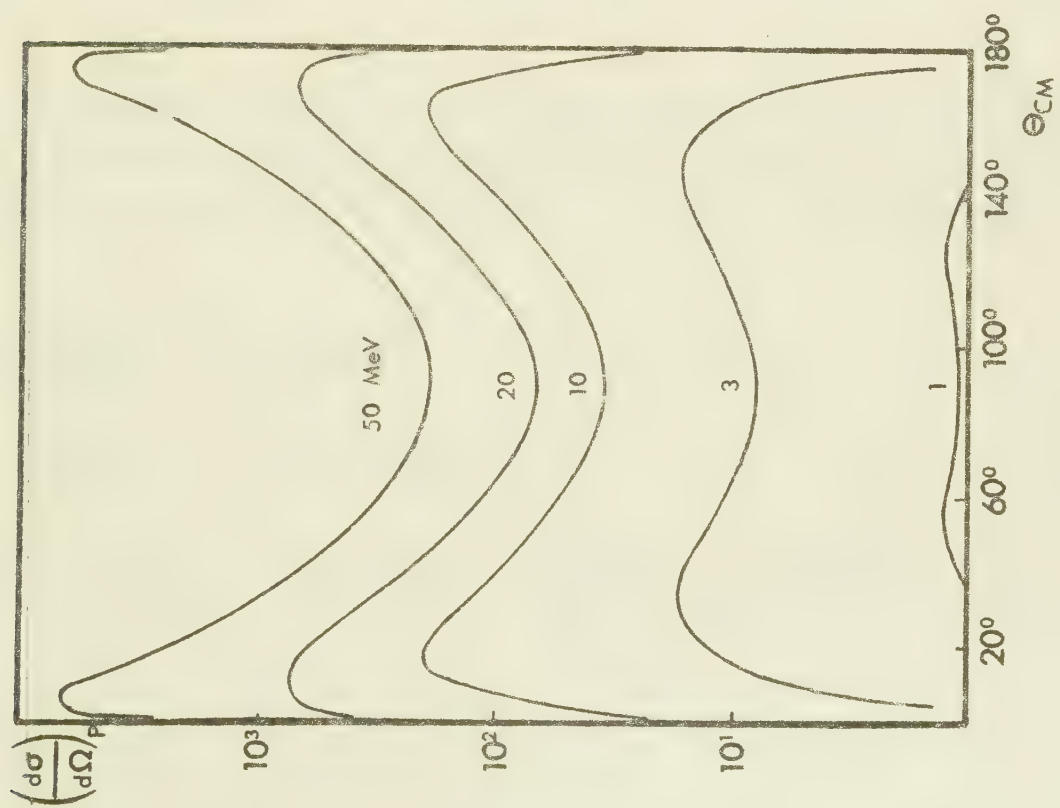


FIG 2.2 a

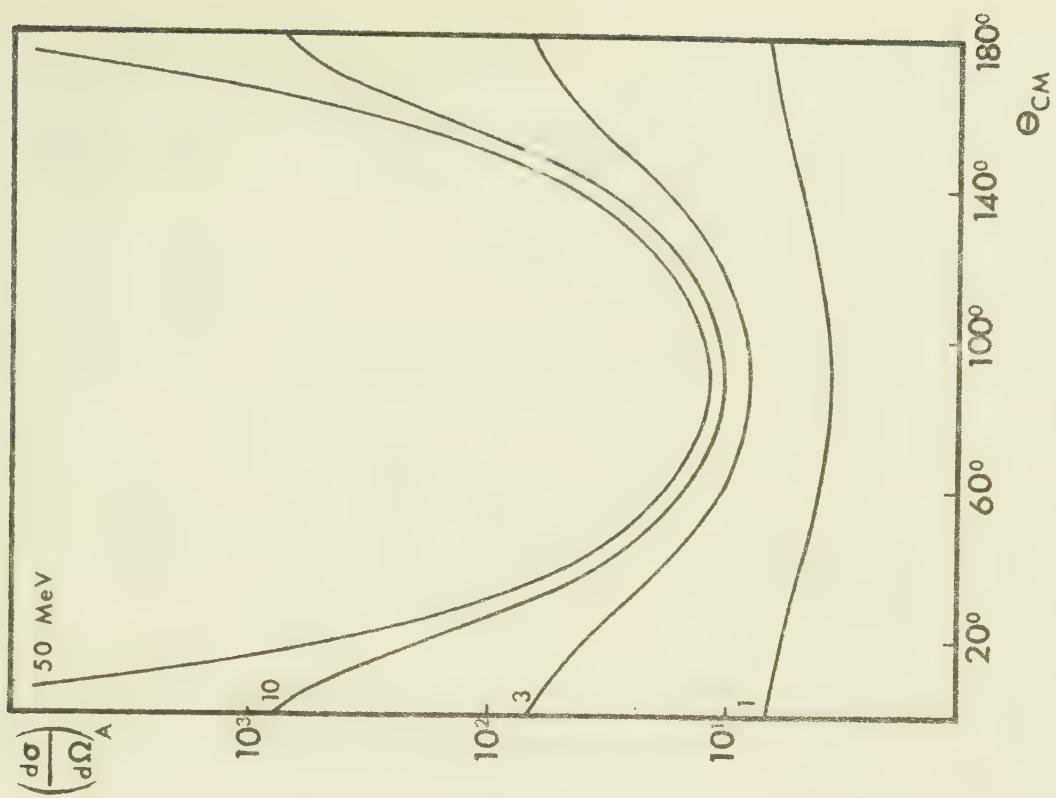


FIG 2.2 b

FIG 2.2

où $\alpha = \frac{\pi r_0^2}{2\beta\gamma^2}$, $r_0 =$ rayon de l'électron $= 2.818 \cdot 10^{-13}$ cm.

En faisant la somme $\frac{1}{2}(\sigma_p + \sigma_A)$ on retrouve la section totale d'annihilation (ref. 33, page 269) soit:

$$(2.5) \quad \sigma_t = \frac{\pi r_0^2}{4\beta\gamma^2} \left[2(\beta^2 - 2) + \frac{3 - \beta^4}{\beta} \text{Log} \frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right]$$

Pour les grandes énergies du positron, donc $E \gg 1$, la formule (2.5) peut s'écrire d'une manière plus simple:

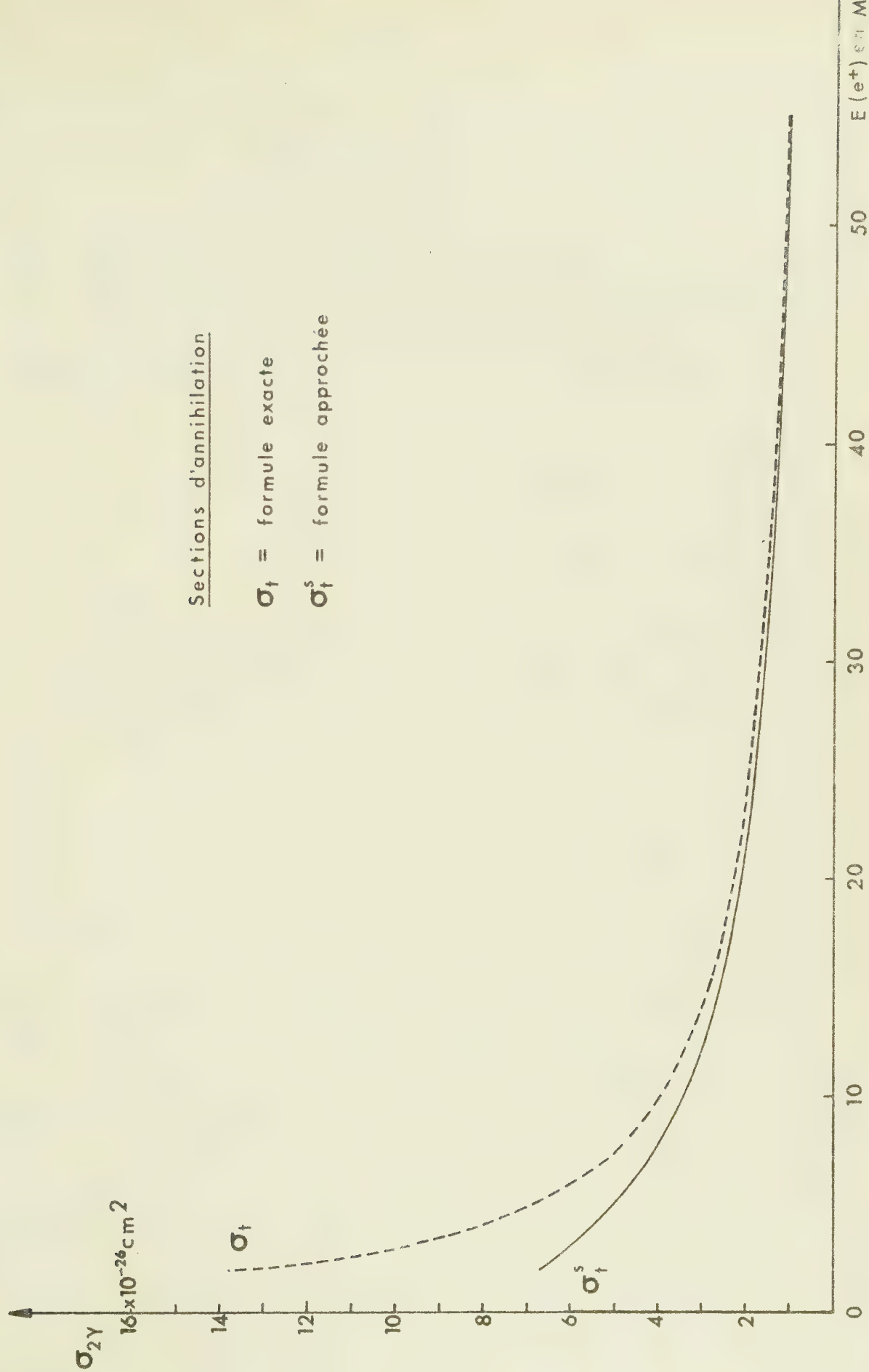
$$(2.6) \quad \sigma_t^s = \pi r_0^2 \left[\frac{\text{Log}(2E) - 1}{E} \right]$$

Les deux sections d'annihilation sont représentées sur la figure 2.3. Pour une énergie du positron supérieure à 20 MeV l'accord entre les deux formules (2.5) et (2.6) est meilleur que le pour cent.

2. Calcul de l'asymétrie

2.a Calcul de l'asymétrie totale

Les sections efficaces d'annihilation (2.3) et (2.4) sont facilement comparables en formant l'expression:



$$(2.7) \quad f_t = \frac{\sigma_p - \sigma_A}{\sigma_p + \sigma_A}$$

Nous appellerons f_t l'asymétrie expérimentale totale.
 Pour une expérience où l'angle solide de détection des deux rayons gamma serait égale à 4π , nous pourrions mesurer l'asymétrie "totale" f_t que nous représentons sur la figure 2.4.
 Remarquons que:

pour $E > 4 \text{ MeV}$ nous avons $\sigma_p > \sigma_A$

et pour $E < 4 \text{ MeV}$ nous avons $\sigma_p < \sigma_A$

Pour une énergie voisine de 4 MeV $\sigma_p = \sigma_A$

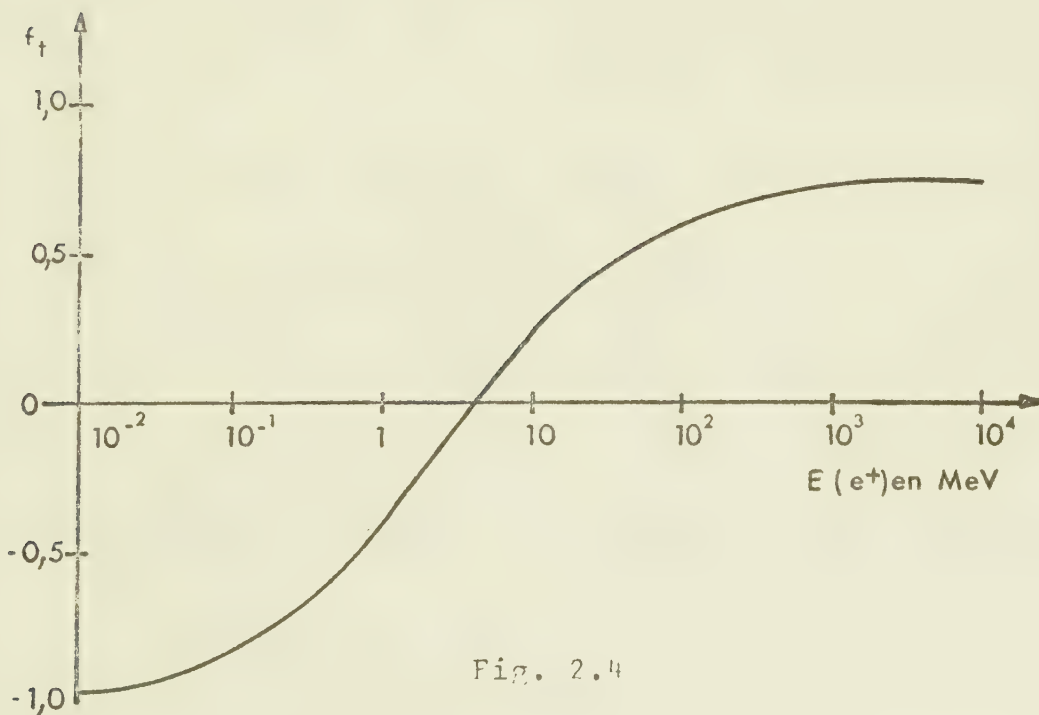


Fig. 2.4

Une cible polarisée ne peut plus jouer son rôle d'analyseur si l'énergie des positrons incidents est voisine de quatre MeV. Pour des positrons de très faible énergie, l'asymétrie totale est maximum, $f_t = -1$.

Pour des positrons de grande énergie (1 GeV), l'asymétrie totale n'atteint que soixante quinze pour cent: $f_t = 0,75$.

2.b Calcul de l'asymétrie théorique pour un positron émis selon l'axe de symétrie du système.

2.b - 1 Cas général

Nous venons de voir les asymétries totales pour diverses énergies et, nous pouvons constater que pour des positrons de 50 MeV, l'asymétrie totale n'est que de cinquante pour cent. Lorsque nous considérons le cas d'une expérience dont l'angle solide de détection des deux rayons gamma est nettement inférieur à 4π , la situation est plus favorable.

Nous avons calculé la quantité fd

$$(2.8) \quad fd = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_P - \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_A}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_P + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_A}$$

où $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_P$ et $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_A$ sont respectivement les formules (2.1) et (2.2).

f_d exprime pour une énergie du positron donnée, la valeur de l'asymétrie en fonction de l'angle d'émission de l'un des photons. Les figures 2.5 et 2.6 représentent l'asymétrie différentielle f_d respectivement dans le système du centre de masse et le système du laboratoire. Considérons la figure 2.5, nous constatons que, quelle que soit l'énergie, l'asymétrie différentielle f_d prend la valeur $f_d = -1$ pour $\theta_{CM} = 0$, puis croît rapidement et atteint un plateau sur lequel f_d est sensiblement constant. La longueur du plateau dépend de l'énergie; pour une énergie du positron incident de 50 MeV l'asymétrie différentielle est égale à 89% et varie de moins de 1% pour θ_{CM} variant de 40° à 140° . Pour les grands angles θ_{CM} , f_d diminue et atteint la valeur $f_d = -1$ pour $\theta_{CM} = 180^\circ$.

L'existence de ce plateau est très intéressante car l'asymétrie par sa constance sur un grand intervalle angulaire autour de $\theta_{CM} = 90^\circ$, rend l'évaluation de l'asymétrie expérimentale plus facile. L'asymétrie expérimentale ne dépendra que faiblement de l'angle d'émission du photon.

2.b - 2 Sections d'annihilation théoriques

Nous décrirons dans le chapitre suivant l'ensemble expérimental qui a servi à déterminer la polarisation du positron. Pour la compréhension de ce qui va suivre précisons simplement que nous détectons en coïncidence les deux rayons gamma émis lors de l'annihilation du positron, et que l'angle de détection varie de $+5^\circ$ à $+20^\circ$ et de -5° à -20° autour de la direction du positron incident pour γ_1 et γ_2 respectivement. Ce dispositif

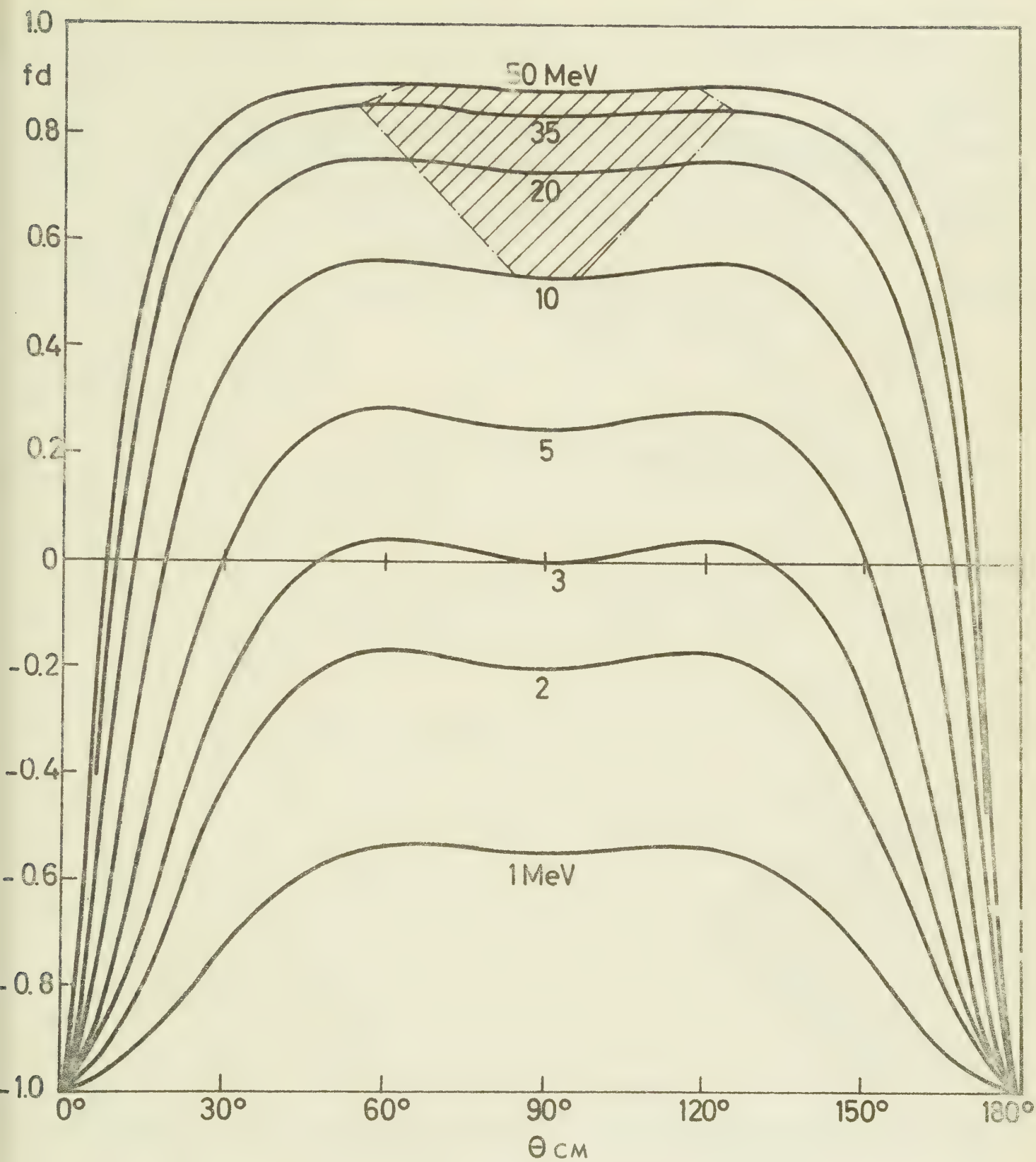


FIG 2.5

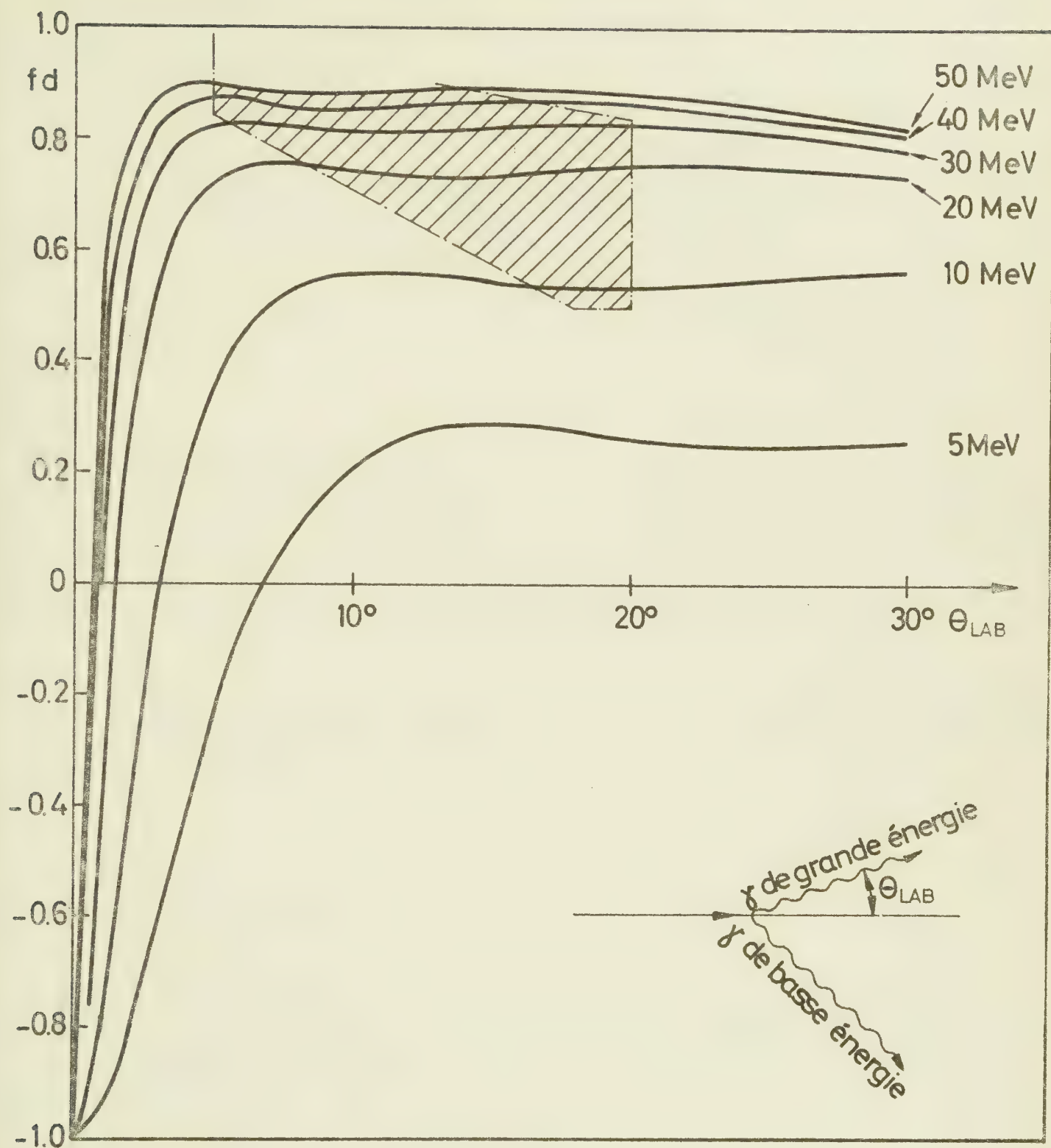


FIG 2.6

est schématisé par la figure ci-dessous :

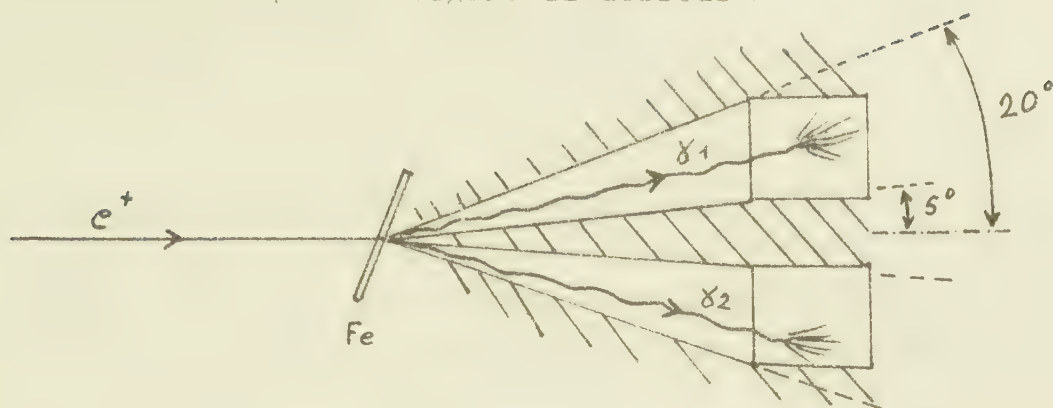


Fig. 2.7

Pour une énergie donnée, le calcul de l'asymétrie expérimentale se fera en intégrant la fonction f_d entre les bornes expérimentales d'intégration, $\theta_{\min}$ et $\theta_{\max}$, que nous déterminerons. Tous les calculs sont effectués dans le système du centre de masse car les expressions y sont plus simples et présentent des symétries.

Un rayon gamma émis à l'angle θ_{CM} dans le système du centre de masse sera émis dans le système du laboratoire à un angle θ_1^{LAB} tel que :

$$(2.9) \quad \cos \theta_1^{\text{LAB}} = \frac{\beta + \cos \theta_{\text{CM}}}{1 + \beta \cos \theta_{\text{CM}}}$$

Le rayon gamma associé émis à $\theta_{\text{CM}} + \pi$ dans le centre de masse sera émis dans le laboratoire à un angle θ_2^{LAB} tel que :

$$(2.10) \quad \cos \theta_2^{\text{LAB}} = \frac{\beta - \cos \theta_{\text{CM}}}{1 - \beta \cos \theta_{\text{CM}}}$$

La figure 2.8 représente le réseau de courbes $\theta_1^{\text{LAB}} = f(\theta_{\text{CM}}, E)$ et $\theta_2^{\text{LAB}} = f(\theta_{\text{CM}}, E)$. La symétrie autour de $\theta_{\text{CM}} = \pi/2$ apparaît clairement. Nous nous servons de cette symétrie pour simplifier le calcul des intégrales exprimant l'asymétrie expérimentale.

Dans le paragraphe qui suit, nous calculerons les limites d'intégration $\theta_{\text{CM}}^{\text{min}}$ et $\theta_{\text{CM}}^{\text{max}}$ en fonction de l'énergie du positron. Dans le calcul des sections efficaces d'annihilation l'angle $\theta_{\text{CM}}^{\text{min}}$ intervient comme paramètre; un changement de variable $U = \cos \theta_{\text{CM}}$ a été employé, ce qui donne des bornes d'intégration inférieures et supérieures symétriques, $\cos \theta_{\text{CM}}^{\text{min}}$ et $-\cos \theta_{\text{CM}}^{\text{min}}$ respectivement.

La section d'annihilation pour les spins du positron et de l'électron parallèles est donné par:

$$\Delta \sigma_p = \frac{-\pi r_0^2}{2\beta\gamma^2} \int_{\theta_{\text{CM}}^{\text{min}}}^{\theta_{\text{CM}}^{\text{max}}} \frac{\beta^2 (1 - \cos^4 \theta_{\text{CM}})}{(1 - \beta^2 \cos^2 \theta_{\text{CM}})^2} \sin \theta_{\text{CM}} d\theta_{\text{CM}}$$

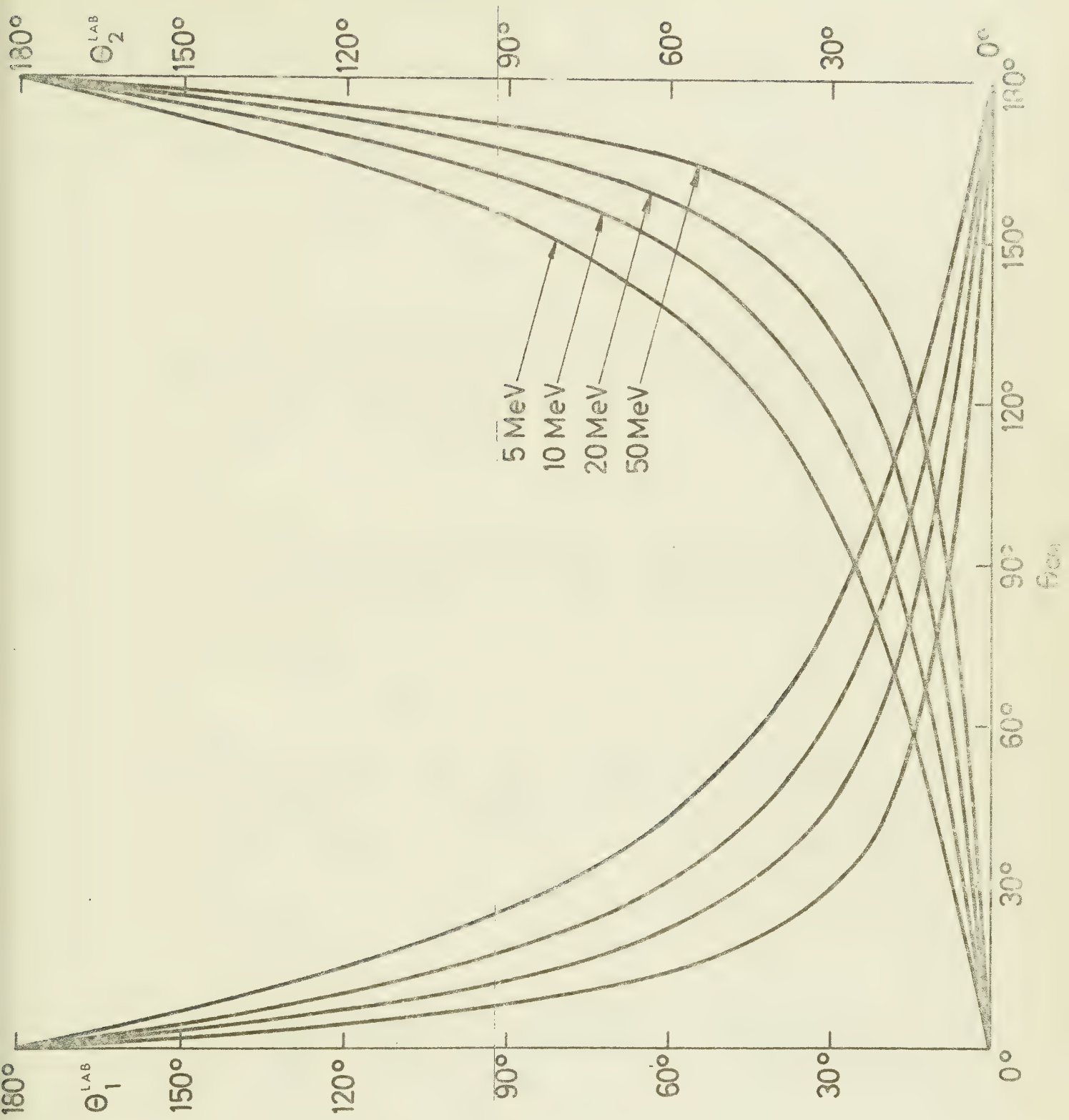


FIG 2.8

Posons $x = \cos \theta_{CM}^{\min}$

$$(2.11) \quad \Delta \sigma_p = \frac{-\pi r_0^2}{2\beta\gamma^2} \left\{ \frac{-x(\beta^4 + 2\beta^2 x^2 - 3)}{\beta^2(1 - \beta^2 x^2)} + \frac{\beta^4 + 3}{2\beta^3} \operatorname{Log} \frac{1 - \beta x}{1 + \beta x} \right\}$$

La section d'annihilation pour les spins du positron et de l'électron antiparallèles est donnée par:

$$\Delta \sigma_A = \frac{-\pi r_0^2}{2\beta\gamma^4} \int_{\theta_{CM}^{\min}}^{\theta_{CM}^{\max}} \frac{1 + \beta^2 + \beta^2(1 - \cos^2 \theta_{CM})^2}{(1 - \beta^2 \cos^2 \theta_{CM})^2} \sin \theta_{CM} d\theta_{CM}$$

(2.12)

$$\Delta \sigma_A = \frac{-\pi r_0^2}{2\beta\gamma^4} \left\{ \frac{x(-2\beta^4 + \beta^2 + 2\beta^2 x^2 - 3)}{\beta^2(1 - \beta^2 x^2)} + \frac{2\beta^4 + 3\beta^2 - 3}{2\beta^3} x \operatorname{Log} \frac{1 - \beta x}{1 + \beta x} \right\}$$

L'asymétrie théorique pour une énergie du positron donnée, donc pour β et γ donnés, sera:

$$(2.13) \quad f = \frac{\Delta\sigma_P - \Delta\sigma_A}{\Delta\sigma_P + \Delta\sigma_A}$$

Nous avons vu que pour des énergies du positron supérieures à 4 MeV la section d'annihilation pour spins parallèles est supérieure à la section d'annihilation pour spins antiparallèles, nous aurons alors une asymétrie positive.

La connaissance de la borne d'intégration nous permettra de faire le calcul numérique de f .

2.b - 3 Calcul des bornes inférieures d'intégration.

Rappelons que pour une énergie donnée, la condition physique à remplir est d'avoir simultanément les deux rayons gammas dans les deux détecteurs NaI. Pour une énergie du positron faible, lorsque l'un des rayons gammas est émis à 5° , l'angle entre les deux rayons gamma est trop grand pour que le deuxième rayon gamma soit détectable par le second compteur NaI. Il faut alors chercher:

$$\theta_{CM}^{\min} \text{ tel que } \begin{cases} \theta_1^{LAB} \geq 5^\circ \\ \theta_2^{LAB} < 20^\circ \end{cases}$$

L'angle entre les deux rayons gamma dans le laboratoire a été calculé en fonction de l'angle d'émission du rayons gamma le plus énergétique; il est donné par la formule:

$$(2.14) \quad \theta_{1,2}^{\text{LAB}} = \arccos \left\{ \frac{(\beta^2 - 1) + 2\beta \cos \theta_1^{\text{LAB}} (1 - \cos \theta_1^{\text{LAB}})}{1 - 2\beta \cos \theta_1^{\text{LAB}} + \beta^2} \right\}$$

La figure 2.9 représente le réseau des courbes $\theta_{(1,2)}^{\text{LAB}} = f(\theta_1^{\text{LAB}}, E(e^+))$ au voisinage de l'angle minimum entre les deux rayons gamma, pour des énergies des positrons incidente variant de 10 MeV à 55 MeV. Quelle que soit l'énergie du positron incident, $\theta_{1,2}^{\text{LAB}}$ est égale à 180° pour les deux valeurs de θ_1^{LAB} , zéro et cent quatre vingt degrés. Les zones extrêmes ne sont pas représentées sur la figure 2.9.

Un événement pour être accepté doit remplir les conditions suivantes:

- i) L'énergie minimum du positron incident doit être supérieure ou égale à 10 MeV. Cette condition nous permet de n'observer que les événements à forte asymétrie et de diminuer le bruit de fond.
- ii) La limite supérieure de l'énergie du positron incident est égale au maximum de l'énergie du positron émis selon le spectre de Michel, soit 53 MeV.

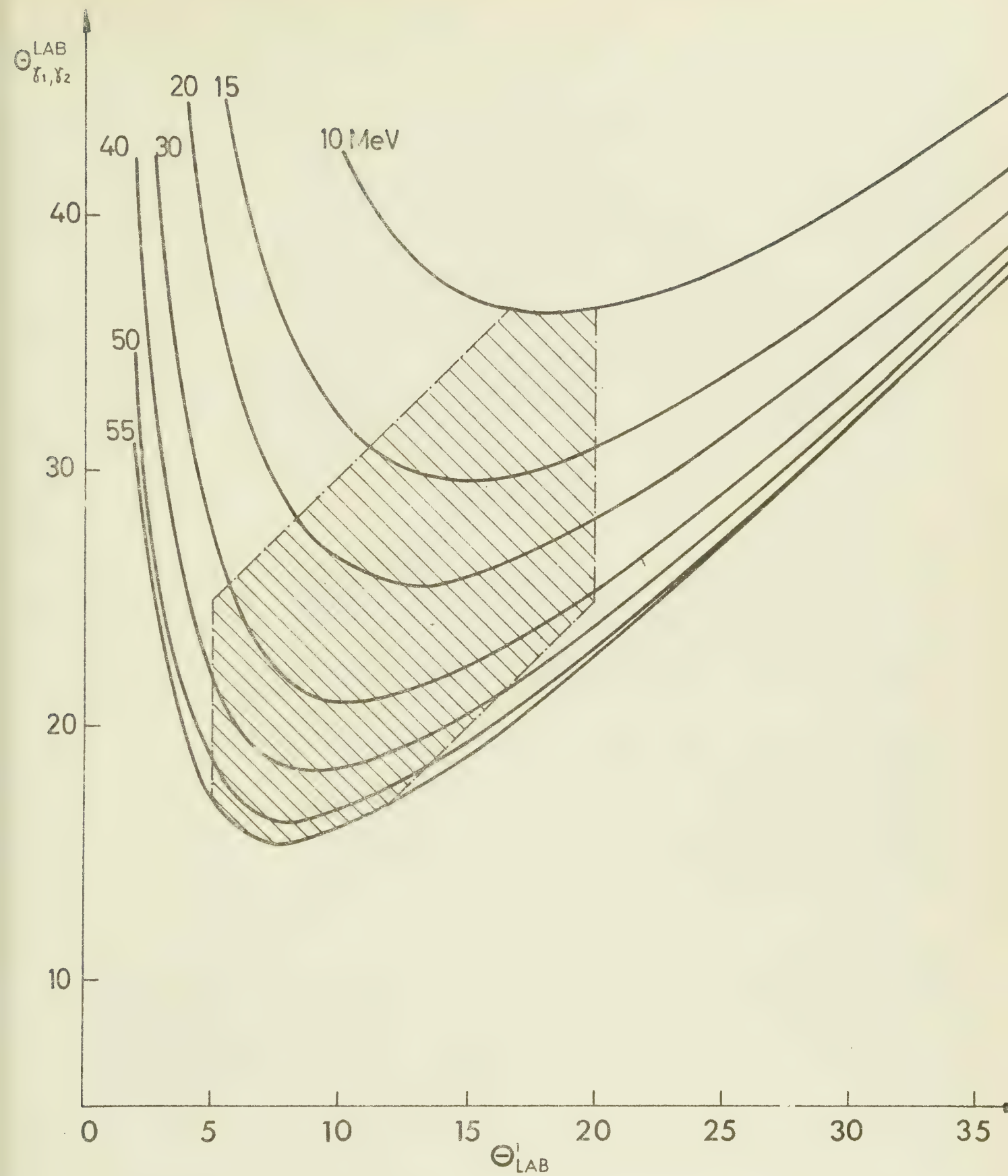


FIG 2.9

iii) Pour les énergies peu élevées du positron, de 10 à 33 MeV, l'angle entre les deux rayons gamma est grand. Lorsque le rayon gamma de grande énergie γ_1 , commence à pénétrer dans l'un des compteurs, le rayon gamma associé γ_2 ne pénètre pas encore dans l'autre compteur. La borne inférieure de l'intégration sera supérieure à l'angle $\theta_{\min}^{\text{LAB}}$, soit 5° . Il faut chercher la valeur de θ_1^{LAB} telle que l'angle d'émission de γ_2 soit inférieur à $\theta_{\max}^{\text{LAB}}$, soit 20° . Cette condition est satisfaite pour:

$$\theta_{1,2}^{\text{LAB}} \leq \theta_1^{\text{LAB}} + 20^\circ$$

La solution numérique de cette inéquation a été trouvée d'une manière graphique en cherchant l'angle θ_1^{LAB} où la droite $\theta_{1,2}^{\text{LAB}} = \theta_1^{\text{LAB}} + 20^\circ$ coupe les diverses courbes représentatives de $\theta_{1,2}^{\text{LAB}} = f(\theta_1^{\text{LAB}}, E(e^+))$.

iv) De 33 MeV à 53 MeV d'énergie pour les positrons incidents l'angle entre les deux rayons gamma est plus petit, et tel que nous avons toujours $\theta_2^{\text{LAB}} \leq 20^\circ$ lorsque $\theta_1^{\text{LAB}} = 5^\circ$. La borne inférieure de l'intégration est constante dans le système du Laboratoire et égale à 5° .

Nous connaissons à présent la borne inférieure d'intégration θ_1^{LAB} dans le laboratoire pour toutes les énergies entre 10 MeV et 53 MeV. Pour revenir au système du centre de masse nous transformons les angles θ_1^{LAB} précédemment trouvés à l'aide de la formule de transformation :

$$(2.15) \quad \theta_{CM} = \arccos \left\{ \frac{\cos_1^{LAB} - \beta}{1 - \beta \cos \theta_1^{LAB}} \right\}$$

Pour vérifier la symétrie dans le centre de masse autour de 90° dans le cas de notre montage expérimental, ainsi que l'exactitude de notre méthode de détermination de θ_{CM}^{min} , nous avons cherché θ_{CM}^{max} par le même procédé. La confrontation des quantités $(\frac{\pi}{2} - \theta_{CM}^{min})$ et $(\theta_{CM}^{max} - \frac{\pi}{2})$ donnera une idée de la qualité de notre méthode.

2.b - 4 Calcul des bornes supérieures de l'intégration.

Comme précédemment, nous rencontrons deux zones d'énergie bien distinctes, soit:

- i) Entre 10 MeV et 33 MeV, lorsque l'un des rayons gamma est émis à 20° , l'angle d'ouverture des deux rayons gamma est supérieur à 25° , mais inférieur à 45° . Lorsque le rayon gamma γ_1 arrive à l'angle maximum 20° , le rayon gamma associé γ_2 pénètre toujours dans l'autre détecteur NaI. La borne supérieure de l'intégration dans le laboratoire est constante et égale à 20° .
- ii) Entre 33 MeV et 53 MeV, l'angle entre les deux rayons gamma est inférieur à 25° . Lorsque l'un des rayons gamma, soit γ_1 , arrive à l'angle maximum d'acceptance de l'un des compteurs, soit 20° , le rayon gamma associé γ_2 est émis à un angle inférieur à 5° et ne pénètre

plus dans le deuxième détecteur NaI. On obtient les valeurs de θ_{CM}^{max} par l'intersection de la droite $\theta_{1,2}^{LAB} = \theta_1^{LAB} + 5^\circ$ et des courbes $\theta_{1,2}^{LAB} = f(\theta_1^{LAB}, E(e^+))$.

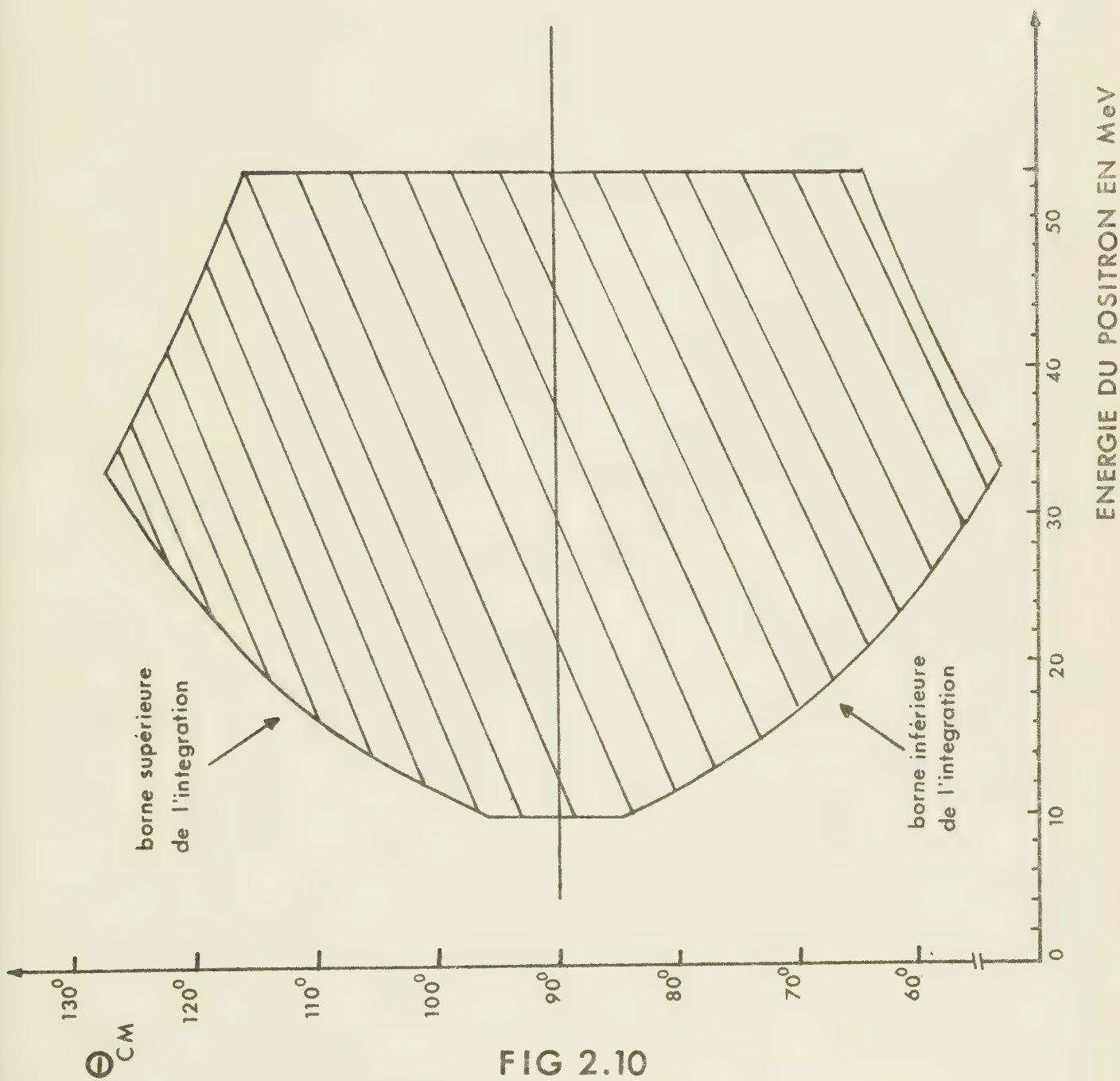
La figure 2.10 montre l'évolution des bornes inférieures et supérieures d'intégration dans le système du centre de masse. La symétrie autour de 90° est vérifiée.

Nous avons représenté en hachure sur les figures 2.5 et 2.6 l'acceptance angulaire dans le système du centre de masse et le laboratoire respectivement. Remarquons que l'introduction de l'angle minimum $\theta_{min}^{LAB} = 5^\circ$ nous fait perdre dans la zone 33 MeV à 53 MeV vingt cinq pour cent de l'angle solide de détection que nous aurions sans la coupure introduite par $\theta_{min}^{LAB} = 5^\circ$. L'existence de l'angle minimum $\theta_{min}^{LAB} = 5^\circ$ est due à la présence d'un compteur spécial entre les deux détecteurs NaI. Ce compteur S est essentiel pour la réduction du bruit de fond.

2.b + 5 Calcul de l'asymétrie pondérée

La connaissance des bornes d'intégration nous permet de calculer numériquement la valeur de l'asymétrie en fonction de l'énergie du positron incident. Le résultat des calculs est montré sur la figure 2.11.

Pour calculer l'effet global, nous devons tenir compte de la distribution en énergie des positrons incidents selon le spectre de Michel, ainsi que de la probabilité d'annihilation.



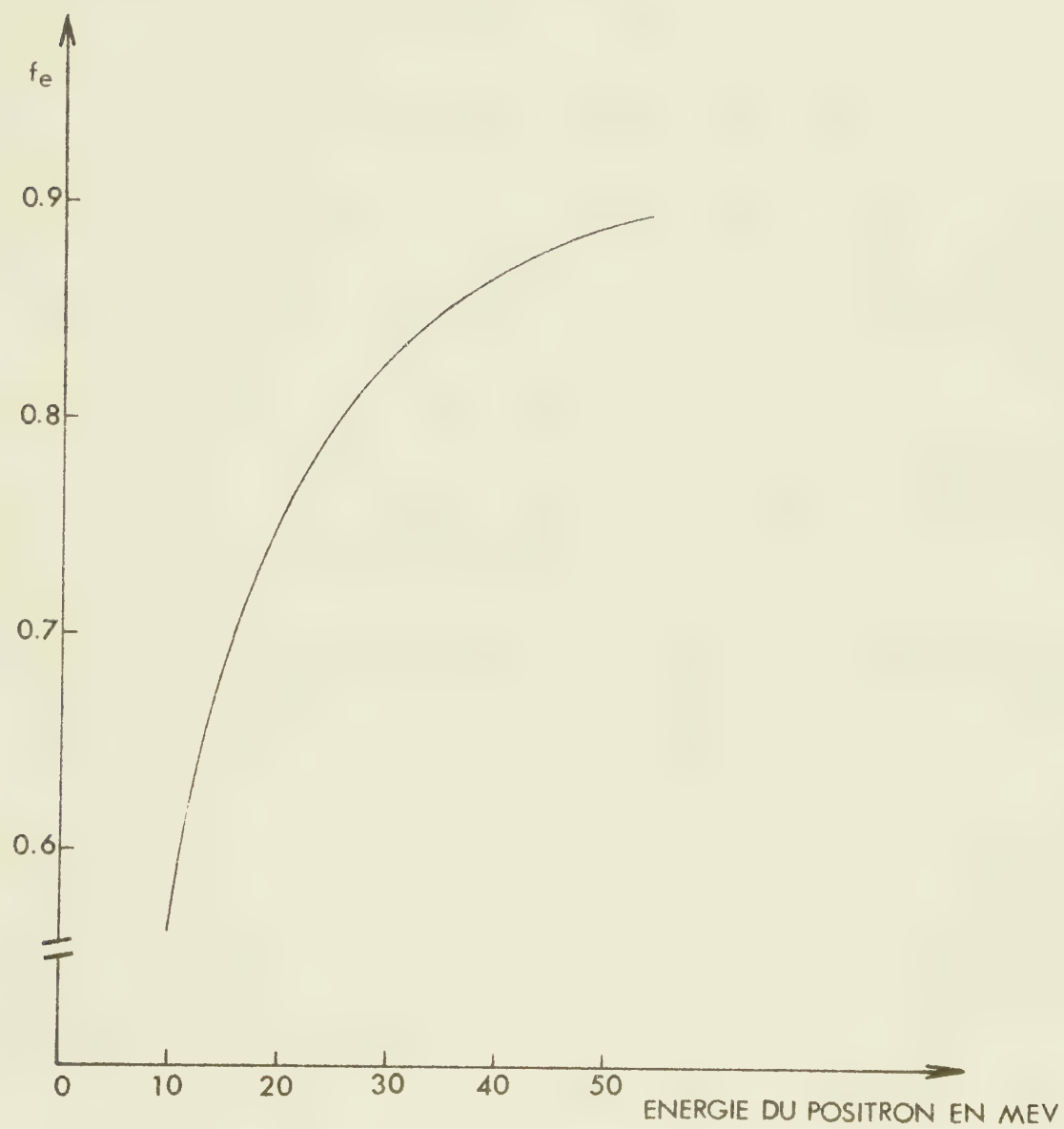


FIG 2.11

Nous avons représenté sur la figure 2.12:

- i) Le spectre de Michel théorique symbolisé par M. Théorique.
- ii) Le spectre de Michel expérimental (M. expérimental). Ce spectre est mesuré avec un des deux compteurs à absorption totale dans le faisceau de positrons.
- iii) La section d'annihilation $\sigma_{2\gamma}$.
- iv) Le produit du spectre de Michel expérimental et de la section d'annihilation $\sigma_{2\gamma}$, symbolisé par M. expérimental $\times \sigma_{2\gamma}$.

Remarquons que la contribution maximale est donnée par des positrons de 38 MeV et qu'entre 30 MeV et 53 MeV le nombre de positron subissant une annihilation est relativement constant.

Soit $M(E)$ le nombre de positrons dont l'énergie est comprise entre E et $E + \Delta E$. $M(E)$ est donné par le spectre de Michel expérimental. Soit $\sigma_{2\gamma}(E)$ la section efficace d'annihilation. L'asymétrie globale f est obtenue en pondérant l'asymétrie expérimentale f par le spectre de Michel et la section efficace d'annihilation. Nous obtenons:

$$(2.16) \quad f = \frac{\int_{10}^{53} f_{th}(E) \times M(E) \times \sigma_{2\gamma}(E) dE}{\int_{10}^{53} M(E) \times \sigma_{2\gamma}(E) \times dE}$$

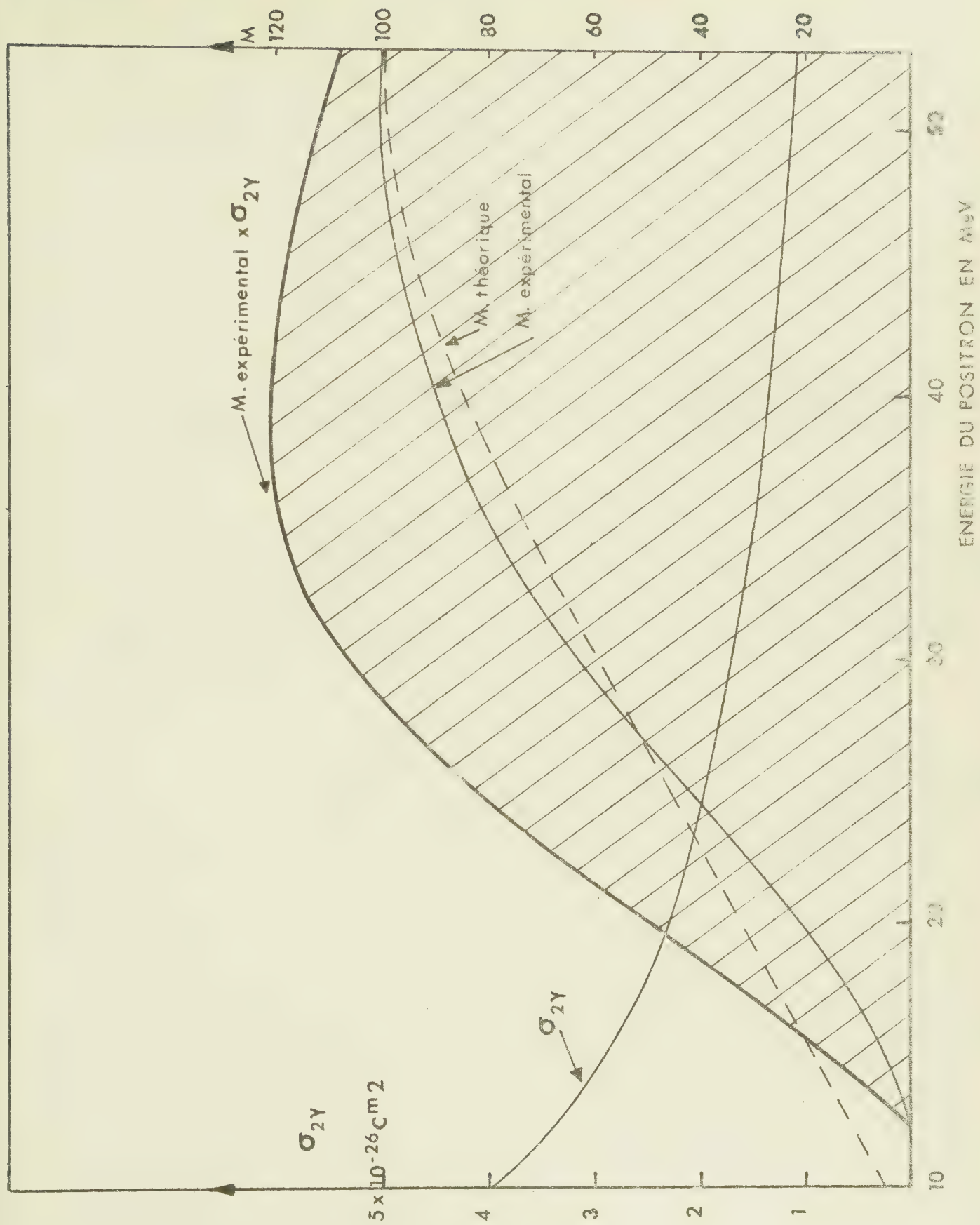


FIG 2.12

Tous calculs faits, on trouve:

$$f = 0.847$$

2.c Calcul de l'asymétrie pour différents angles d'émission du positron.

Nous venons de calculer l'asymétrie pondérée pour un positron incident, émis selon l'axe de symétrie de notre système de détection, c'est-à-dire émis ~~du~~ centre de la cible T et s'annihilant au centre de la cible de fer. Ceci est un cas idéal, le positron incident peut être émis à des angles variables autour de l'axe de symétrie pour deux raisons:

i) La distribution angulaire des positrons.

En intégrant sur l'énergie, la distribution angulaire des électrons émis lors de la désintégration du muon selon le spectre de Michel, est donné par:

$$N(\theta) = K(1 - \frac{1}{3} \cos \theta)$$

ii) La dispersion du parcours des pions autour du parcours moyen. Le positron peut être émis de différents points de la cible T distribués autour du centre.

En résumé un positron peut être émis du centre de la cible T avec un angle θ par rapport à l'axe de symétrie, ou bien être émis d'un point voisin du centre de T. Dans les deux cas, le positron n'est plus selon la géométrie idéale pour laquelle nous avons calculé l'asymétrie précédemment. Que devient l'asymétrie lorsque le positron arrive sous une incidence θ ?

Lorsque nous nous éloignons de la symétrie de la géométrie idéale du positron incident à zéro degré, il n'est plus vrai que les bornes d'intégrations inférieures et supérieures, dans le centre de masse, soient symétriques autour de 90° .

$$\frac{\pi}{2} - \theta_{CM}^{\min} \neq \theta_{CM}^{\max} - \frac{\pi}{2}$$

La condition requérant la présence simultanée des deux rayons gamma dans les deux détecteurs NaI est plus difficile à remplir. La géométrie est représentée ci-dessous:

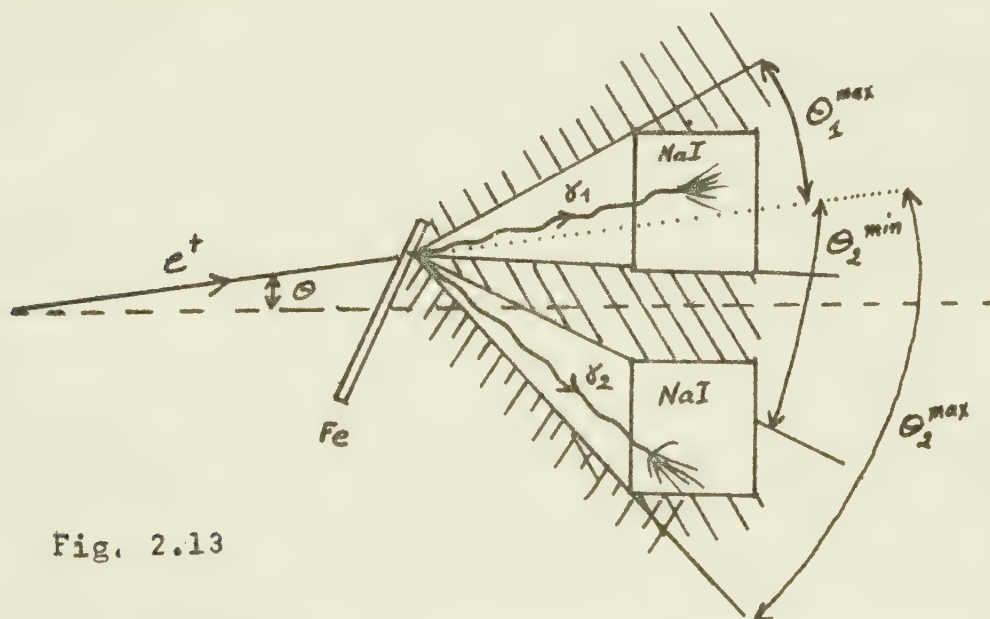


Fig. 2.13

Le tableau 2.1 résume les différentes conditions à remplir par les angles $\theta_1^{\min}$, $\theta_1^{\max}$, $\theta_2^{\min}$, $\theta_2^{\max}$ pour différents angles d'incidence θ

du positron. Dans les calculs de l'asymétrie en fonction de l'angle d'émission du positron, nous supposons que l'émission est isotrope. L'erreur ainsi introduite est du second ordre.

θ	$\theta_1^{\min}$	$\theta_1^{\max}$	$\theta_2^{\min}$	$\theta_2^{\max}$
0°	5°	20°	5°	20°
2°	$2^\circ 5$	18°	9°	24°
4°	0°	16°	12°	27°
7°	0°	10°	17°	32°
11°	0°	4°	25°	38°

Tableau (2.1)

La recherche des bornes d'intégration a été effectuée de manière semblable à celle employée dans les paragraphes 2.b - 4 et 2.b - 5 pour le positron émis selon l'axe de symétrie du système. La figure 2.14 montre dans le système du centre de masse les contours de l'intégration pour différents angles d'incidence θ du positron.

L'angle solide de détection des deux rayons gamma diminue linéairement avec l'angle θ . La figure 2.15 représente la variation du rapport des angles solides de détection pour des positrons incidents à l'angle θ et à zéro degré respectivement. Pour un positron incident sous douze degrés l'angle solide de détection est nul.

L'asymétrie pondérée a été calculée pour chaque angle d'émission du positron. La différence avec les calculs

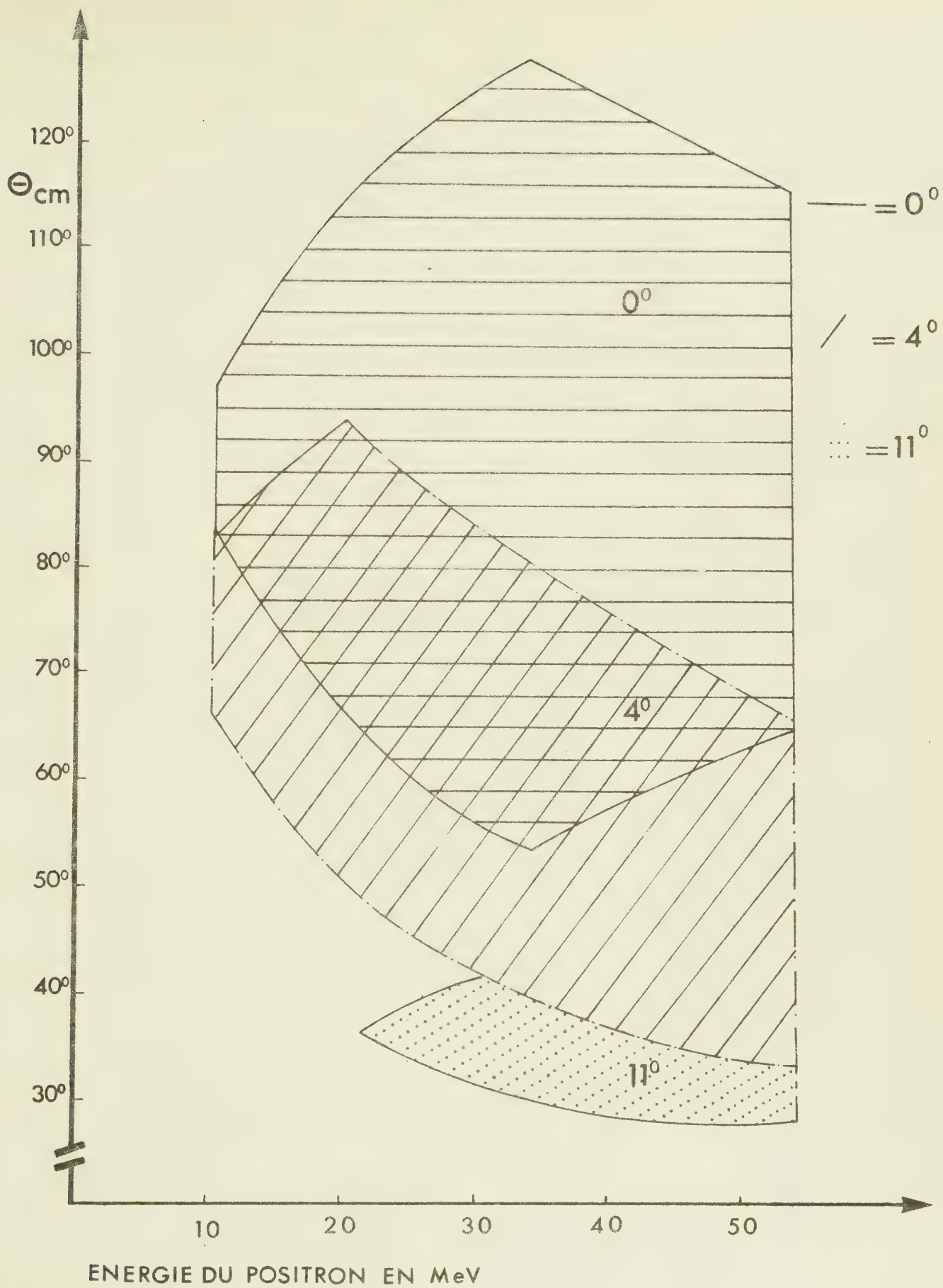


FIG 2.14

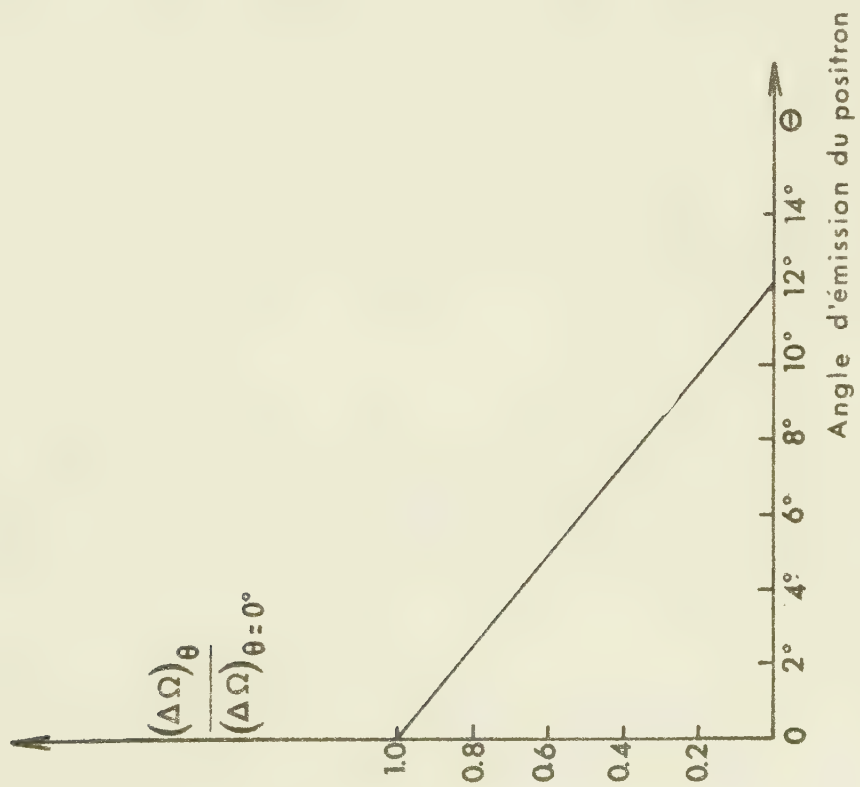


FIG 2.15

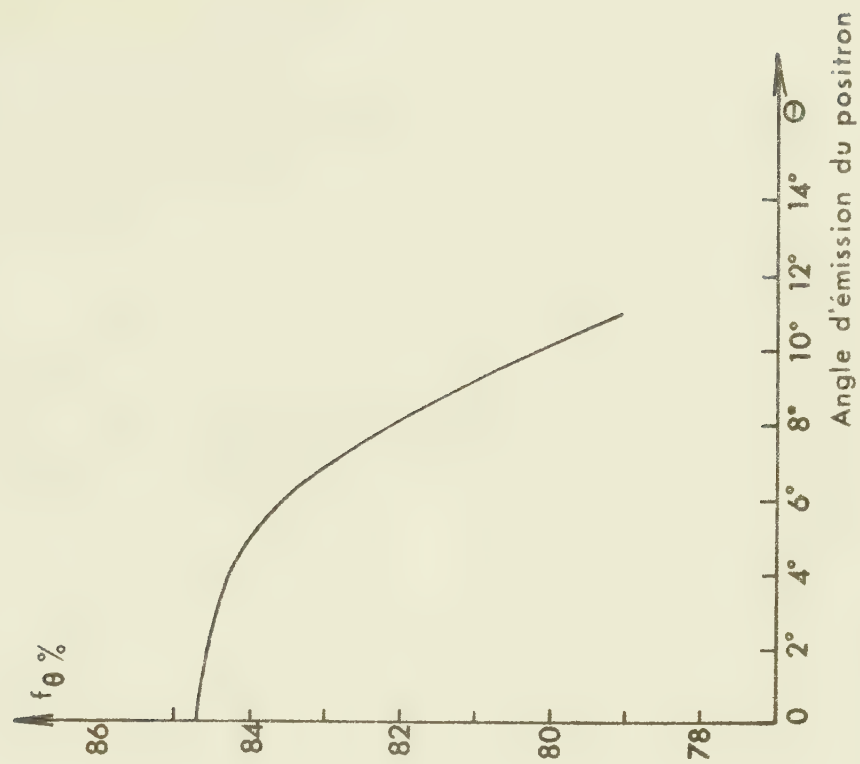


FIG 2.16

du paragraphe 2.b - 5 réside dans le fait que les bornes d'intégration ne sont plus symétriques autour de $\pi/2$. Nous avons alors utilisé les formules plus générales:

$$\Delta \sigma_p = - \frac{\pi r_o^2}{2\beta\gamma^2} \int_a^b \frac{\beta^2(1 - \cos^4 \theta)}{(1 - \beta^2 \cos^2 \theta)^2} d(\cos \theta)$$

(2.17)

$$\Delta \sigma_p = - \frac{\pi r_o^2}{2\beta\gamma^2} \left\{ \frac{b(\beta^4 + 2\beta^2 b^2 + 3)}{2\beta^2(1 - \beta^2 b^2)} - \frac{a(\beta^4 + 2\beta^2 a^2 + 3)}{2\beta^2(1 - \beta^2 a^2)} + \right. \\ \left. \frac{3 + \beta^4}{4\beta^3} \left[\text{Log} \frac{1 + \beta b}{1 - \beta b} - \text{Log} \frac{1 + \beta a}{1 - \beta a} \right] \right\}$$

$$\Delta \sigma_A = - \frac{\pi r_o^2}{2\beta\gamma^4} \int_a^b \frac{1 + \beta^2 + \beta^2(1 - \cos^2 \theta)^2}{(1 - \beta^2 \cos^2 \theta)^2} d(\cos \theta)$$

(2.18)

$$\Delta \sigma_A = - \frac{\pi r_0^2}{2\beta^4} \left\{ \frac{b(2\beta^4 - \beta^2 - 2\beta^2 b^2 + 3)}{2\beta^2(1 - \beta^2 b^2)} - \frac{a(2\beta^4 - \beta^2 - 2\beta^2 a^2 + 3)}{2\beta^2(1 - \beta^2 a^2)} + \frac{2\beta^4 + 3\beta^2 - 3}{4\beta^3} \left[\text{Log} \frac{1 + \beta b}{1 - \beta b} - \text{Log} \frac{1 + \beta a}{1 - \beta a} \right] \right\}$$

avec $a = \cos \theta_{CM}^{\min}$; $b = \cos \theta_{CM}^{\max}$

Tous calculs faits, on trouve pour l'asymétrie f_θ les valeurs représentées sur la figure 2.16. L'asymétrie est pratiquement constante autour de la valeur $f = 0,84$ pour l'angle d'émission du positron variant de 0° à 5° , puis décroît lentement.

2.d L'asymétrie finale

L'asymétrie finale est obtenue en pondérant l'asymétrie f_θ par l'angle solide de détection.

$$(2.19) \quad f = \frac{\int_0^{12^\circ} f_\theta \times \Delta \Omega_\theta \times \Delta \theta}{\int_0^{12^\circ} \Delta \Omega_\theta \times \Delta \theta}$$

Tous calculs faits, nous trouvons pour l'asymétrie finale:

$$F = 0,836$$

La valeur F ainsi trouvée correspond à des positrons supposés polarisés à cent pour cent, elle est une intégrale de l'acceptance angulaire et énergétique de notre appareil, pondérée par le spectre de Michel et la dépendance de l'énergie de la section efficace d'annihilation des positrons.

3. - LA DEPOLARISATION DU POSITRON

Le positron avant de s'annihiler dans la cible de fer est ralenti selon différents mécanismes de freinage. Au cours de cette décélération, le vecteur polarisation peut subir une rotation, il y a dépolarisation.

3.a Dépolarisation par Bremsstrahlung

La contribution de la Bremsstrahlung à la dépolarisation est la plus importante dans notre domaine d'énergie,

entre 10 et 50 MeV. S.M. Harris et R.J. Jabbur⁽³⁸⁾ se basant sur les travaux antérieurs de H. Olsen et L.C. Maximon⁽³⁹⁾ ainsi que de L.W. Dyson et F.J. Mac Voy⁽⁴⁰⁾, ont calculé la dépolarisation des positrons due à la Bremsstrahlung.

La polarisation P est définie par:

$$(2.20) \quad P = \frac{(N_+ - N_-)}{(N_+ + N_-)}$$

où N_+ et N_- sont les nombres de positrons avec une hélicité positive et négative respectivement. Posons $N_+ + N_- = 1$. La forme différentielle de (2.20) est:

$$dP = dN_+ - dN_- = 2dN_+$$

Si T est la probabilité de transition pour l'inversion de spin alors

$$dN_+ = TN_- - TN_+ = -TP$$

$$dP = -2TP$$

Soit σ la section efficace d'inversion de spin. La probabilité d'inversion de spin pour un positron traversant une longueur dx sera $N \cdot \sigma \cdot dx$; N est le nombre de noyaux par cm^3 . Nous avons donc:

$$\frac{dP}{P} = - 2 N \sigma dx$$

Intégrons

$$P = P_0 \exp \left[-2 \int_{E_0}^{E_f} N \sigma \left(\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE \right]$$

E_0 est l'énergie initiale du positron, E_f l'énergie finale. La perte d'énergie est approximativement donnée par:

$$\left(\frac{dE}{dx} \right) = \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ionisation}} + \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{radiation}}$$

$$\frac{dE}{dx} \approx -I - \frac{E}{x_0}$$

x_0 est la longueur de radiation; I et x_0 seront pris comme constants dans notre zone d'intégration.

De plus nous avons d'après K.W. Dyson⁽⁴⁰⁾:

$$\frac{d\sigma}{dk} = \frac{k}{3E^2R}$$

k est l'énergie du photon, E l'énergie initiale du positron et R est la longueur de radiation multipliée par N.

$$\sigma = \frac{(E - m_e)^2}{6E^2R}$$

$$\sigma \approx \frac{1}{6R} \quad \text{pour les grandes énergies.}$$

Nous avons finalement:

$$(2.21) \quad P = P_0 \left\{ \frac{E_f + Ix_0}{E_0 + Ix_0} \right\}^{1/3}$$

Le tableau 2.2 donne la dépolarisation $1 - P/P_0$ pour différentes variations de l'énergie et pour divers milieux.

$E_0 - E_\delta$	50-48	50-45	50-40	50-30	50-10
Be	0.5%	1.2%	2.5%	4.5%	9 %
C	0.5%	1.5%	3 %	5.5%	11.5%
polystyrène	0.5%	1.3%	2.5%	5 %	11 %
Fe	1 %	2.5%	5 %	10 %	24 %

Tableau 2.2

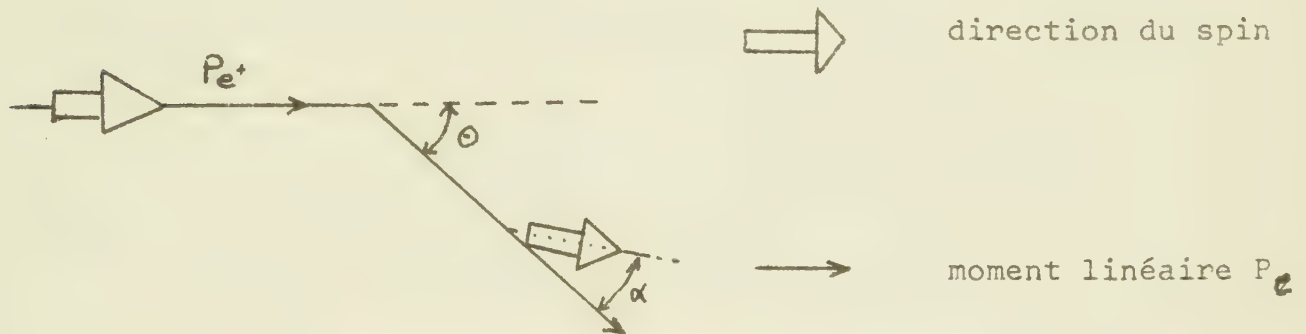
Les valeurs de I et x_0 sont tirées des tables de M.J. Berger et S.M. Seltzer⁽⁴¹⁾.

Dans notre expérience, le ralentissement des positrons est inférieur à 8 MeV dont au maximum 5 MeV dans du scintillateur et 3 MeV dans le fer. La dépolarisation due à la Bremsstrahlung est voisine de 3%. Nous tiendrons compte de

cette dépolarisation lorsque nous étudierons le bruit de fond.

3.b Dépolarisation par la diffusion coulombienne.

Soit un électron polarisé longitudinalement et ayant un moment P_e . Supposons qu'il subisse une diffusion coulombienne à un angle θ . Quel sera l'angle α (voir figure) entre le spin et le moment après la diffusion?



Une formule souvent employée est:

$$(2.22) \quad \sin \alpha = (1 - \beta) \sin \theta$$

Cette formule est exacte aux limites, en effet pour $\beta = 1$, $\alpha = 0$ le spin suit le moment linéaire pour les très grandes énergies.

$\beta = 0$, $\alpha = \theta$: la direction du spin est constante.

G. Passatore⁽⁴²⁾ a résolu le problème de la diffusion des électrons aux énergies intermédiaires. La formule essentielle est:

$$(2.23) \quad \cos \alpha = \frac{2F + (1 + F^2) \cos \theta}{1 + F^2 + 2F \cos \theta}$$

où $F = \frac{E-m}{E+m}$; E = énergie totale;
 m = masse de l'électron

Pour les angles de diffusion faibles ($\theta \lesssim 0.2$ radians) l'équation (2.23) devient:

$$(2.24) \quad \alpha \approx \theta \sqrt{\frac{K_1 - K_2}{1 - \frac{\theta^2}{2} K_2}}$$

où $K_1 = \frac{1 + F^2}{(1 + F)^2}$

$$K_2 = \frac{2F}{(1 + F)^2}$$

Il est facile de voir, puisque F est toujours inférieur à l'unité, que K_2 est toujours inférieur à 0,5. Nous pouvons négliger dans le dénominateur de l'équation (2.24) $\frac{\theta^2}{2} K_2$ par rapport à 1, pour des θ faibles. L'équation (2.21) devient:

$$(2.25) \quad \alpha \simeq \theta \sqrt{K_1 - K_2} = \frac{\theta}{\gamma}$$

$1/\gamma$ décroissant moins vite que $1 - \beta$, l'angle α est plus grand que ne le laisse prévoir l'équation (2.22).

Lors du ralentissement par ionisation, la perte d'énergie moyenne par collision est faible, par conséquent l'angle moyen de diffusion est petit, mais nous pouvons alors écrire:

$$(2.26) \quad \frac{\theta^2}{2} \simeq \frac{2m \Delta E}{E^2 - m^2}$$

La dépolarisation du positron initialement polarisé est donnée par

$$(2.27) \quad \frac{\Delta P}{P_0} = - \frac{1}{2} \left(\frac{m}{E} \right)^2 \theta^2 = \left(\frac{m}{E} \right)^2 \frac{m \Delta E}{E^2 - m^2}$$

ΔE étant de l'ordre de quelques dizaines d'électron-volt, il est clair que la dépolarisation par la diffusion coulombienne est négligeable lorsque $E \gg m$.

En ce qui concerne la diffusion coulombienne multiple, G. Passatore⁽⁴³⁾ a évalué la dépolarisation longitudinale moyenne, il donne une formule relativement simple et des valeurs numériques de la dépolarisation pour divers milieux et plusieurs énergies. La dépolarisation par diffusion coulombienne multiple est négligeable, car certainement inférieure au pour cent.

3.c Dépolarisation par la diffusion Bhabha.

Comme pour la diffusion coulombienne simple, le vecteur polarisation subit une rotation d'un angle α ; dans l'approximation des faibles angles on obtient un résultat identique à (2.27).

Il reste à discuter l'effet des collisions électron-positron avec grand transfert d'énergie. Un positron avec une énergie $E \gg m$ traversant une cible avec $4g/cm^2$ de matière a une probabilité de l'ordre de m/E d'avoir une collision où la perte d'énergie E est comprise entre E et $E/3$. D'autre part, la probabilité d'inversion de spin dans la diffusion électron-positron est au maximum de l'ordre de m/E . La probabilité d'inversion de spin

dans une collision avec grand transfert d'énergie est de l'ordre de $\frac{m^2}{E}$, dans notre expérience elle sera inférieure à un millième.

Ces différentes contributions ne deviennent importantes que dans le cas où l'électron est porté à l'arrêt dans le matériau considéré. C. Bouchiat et J.M. Lévy-Leblond⁽⁴⁴⁾ donnent une théorie de la dépolarisation par diffusion multiple dans un milieu considéré comme infini. Mais les résultats de ce travail ne peuvent expliquer que partiellement la dépolarisation observée par L. Dick et ses collaborateurs⁽⁷⁾.

III. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

1. Principe de la mesure de la polarisation du positron
2. Faisceau
3. Le télescope "Faisceau"
4. Le télescope "Electrons"
 - 4.A Le compteur 3
 - 4.b La cible de fer
 - 4.c Les compteurs à absorption totale 5 et 7
 - 4.d Le compteur S
5. Disposition géométrique des compteurs 5 et 7 et angle solide de détection

III. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

1. Principe de la mesure de la polarisation du positron

La polarisation des positrons provenant de la désintégration de muons positifs est mesurable par la méthode de l'annihilation en vol. Nous avons calculé au Chapitre II l'asymétrie F à laquelle on pouvait s'attendre en supposant les positrons polarisés à 100%. Cette asymétrie est due à la différence des sections efficaces d'annihilation en vol de positrons ayant leur spin parallèle ou antiparallèle au spin des électrons d'une cible polarisée.

Pour faire cette mesure nous nous sommes servis d'un faisceau de pions positifs de 100 MeV d'énergie cinétique. Ces pions traversent un télescope de compteurs, le télescope "faisceau", qui définit un faisceau parallèle et centré. Les pions sont ralentis par un absorbant, puis arrêtés dans une cible de scintillateur plastique. Par une désintégration en chaîne (π, μ, e) les pions arrêtés donnent naissance à des positrons émis selon la loi de distribution angulaire:

$$N(\theta) = K(1 - \frac{1}{3} \cos\theta)$$

θ étant l'angle d'émission du positron par rapport à la direction du muon incident. Il est utile de remarquer ici que les muons portés à l'arrêt dans du scintillateur en présence du champ de fuite du cyclotron sont complètement dépolarisés. Une étude de cette dépolarisation a déjà été présentée ici⁽⁴⁵⁾. Un second télescope de compteurs, le télescope "Electron", placé à 90°

par rapport au faisceau de pions, détecte les positrons émis dans cette direction. Le positron pourra s'annihiler dans une cible de fer polarisée. Les deux rayons gamma produits lors de l'annihilation sont détectés et leur énergie mesurée dans deux compteurs à cristal d'iodure de sodium. La disposition des divers éléments de l'expérience est montrée sur la figure (3.1).

2. Faisceau

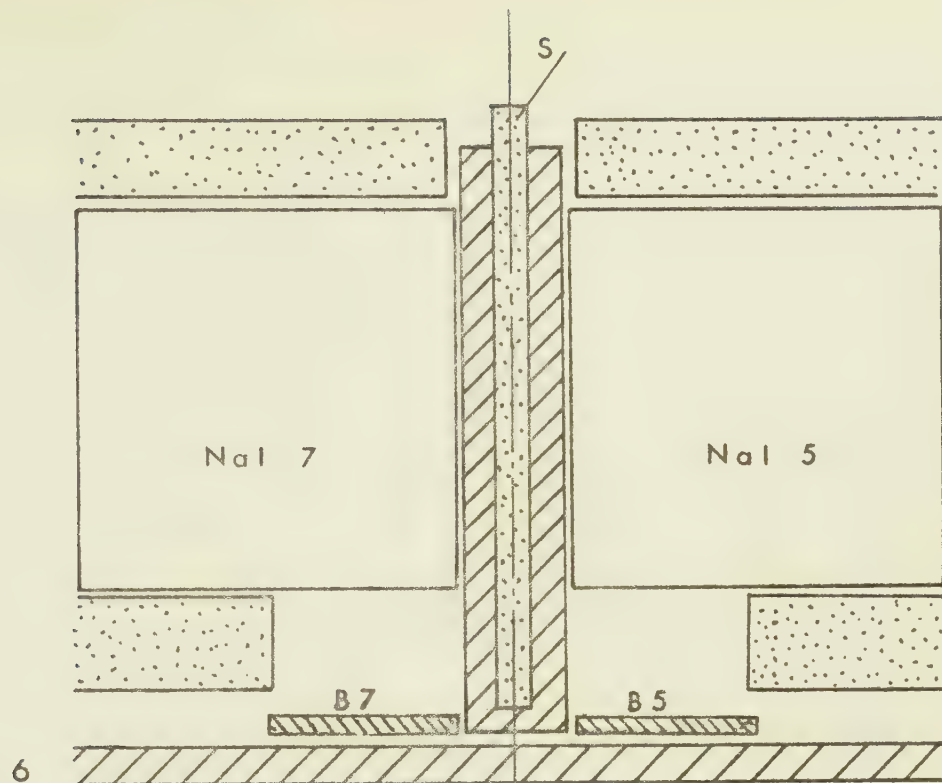
Nous avons utilisé le faisceau de pions positifs d'une énergie cinétique de 100 MeV, du synchrocyclotron de 600 MeV du CERN. Nous avons utilisé pour produire le faisceau secondaire de pions positifs de 100 MeV une cible de béryllium de $5 \times 5 \times 1 \text{ cm}^3$, placée à 224 cm du centre du cyclotron et à 9° d'azimut. La figure 3.2 montre le synchrocyclotron et la disposition du faisceau.

L'optique du faisceau comprenait:

- i) Le champ du synchrocyclotron qui défléchit le faisceau de pions produits vers l'arrière de la cible.
- ii) Un aimant de déflexion MC_1 qui avec un courant voisin de 140 ampères permet de maximiser le nombre de pions de 100 MeV d'énergie cinétique tout en déviant de 30° leur trajectoire.
- iii) Deux quadrupôles LB33 et LB34 qui assurent la focalisation horizontale et verticale avec chacun un courant de 160 ampères.

L'optimisation du faisceau a été réalisée expérimentalement par comptage électronique, puis par visualisation au moyen de photographies par la méthode polaroid.

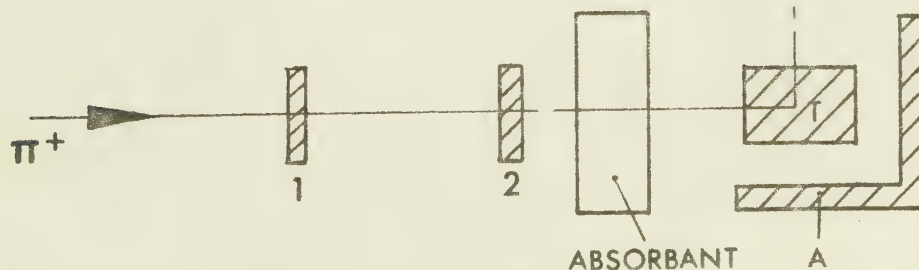
Le faisceau obtenu a une bande de moment centrée à $206 \text{ MeV}/c$ (ou 108 MeV d'énergie cinétique) large de $31 \text{ MeV}/c$



- $1, 2 = 5 \times 5 \times 1 \text{ cm}^3$
 $T = 4 \times 6 \times 6 \text{ cm}^3$
 $A = 10 \times 10 \times 1 \text{ cm}^3$
 CIBLE DE Fe = $0,2 \times 16 \times 13 \text{ cm}^3$
 $3 = 16 \times 13 \times 0,05 \text{ cm}^3$
 $5, 7 = \text{COMPTEUR NaI}$
 $B 5, B 7 = 10 \times 10 \times 1 \text{ cm}^3$
 $S = \text{COMPTEUR SANDWICH}$
 = SCINT. PLASTIQUE
 = PLOMB



3 et cible de Fe



DISPOSITIF EXPERIMENTAL

10 CM

FIG 3.1

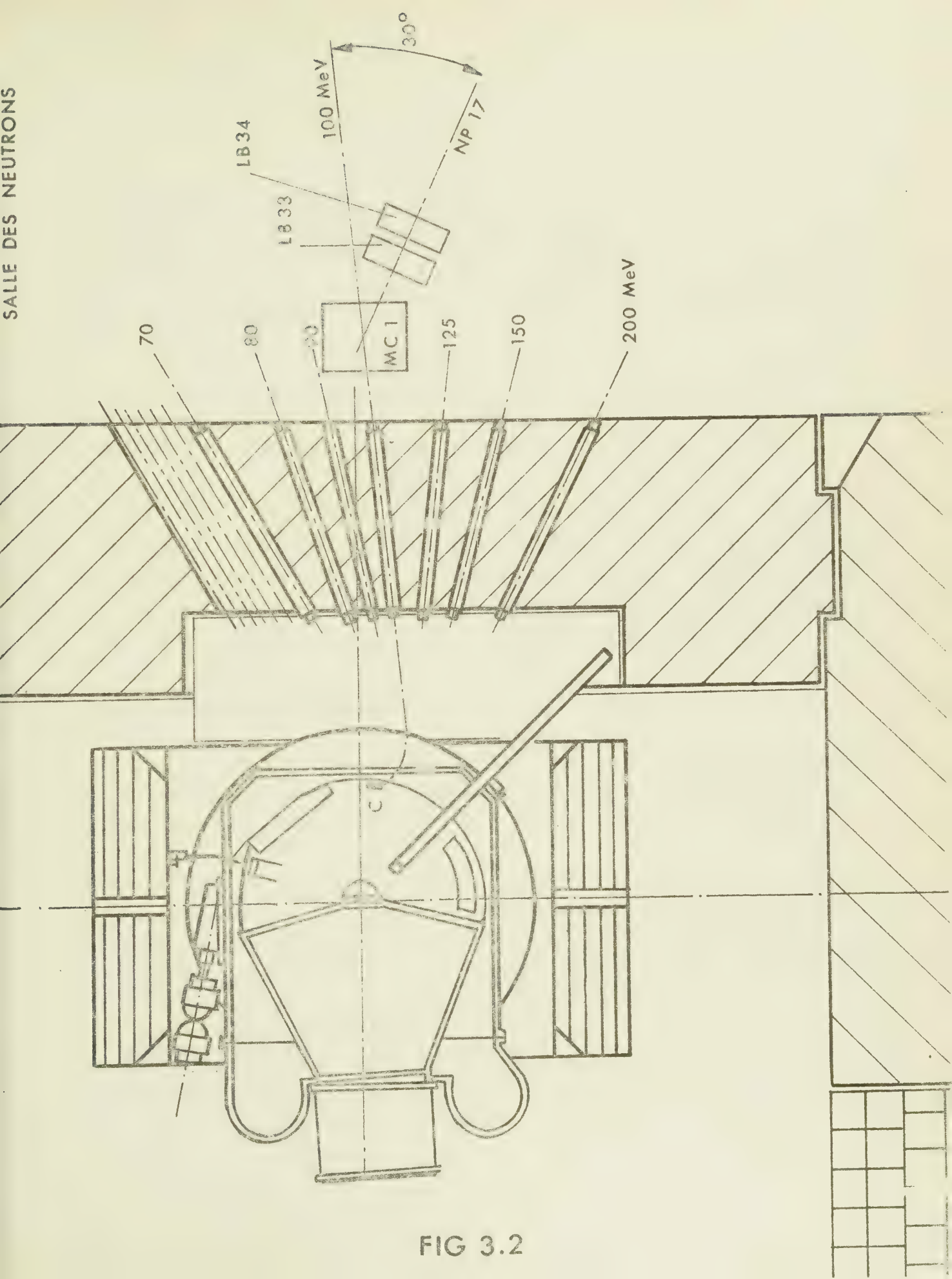


FIG 3.2

à intensité moitié du maximum, soit 15×10^3 pions par seconde. Les dimensions du faisceau à 1 mètre du dernier quadrupole sont : 2,5 cm horizontal x 5 cm vertical. La composition du faisceau, après passage dans un absorbant en polyéthylène de 1 cm d'épaisseur, est voisine de:

90 % de pions
10 % de muons
1 % de positrons.

L'absorbant de polyéthylène a pour but d'absorber les protons diffusés hors de l'accélérateur. En effet des protons de 206 MeV/c de moment (ou 22,6 MeV d'énergie cinétique) ont un parcours dans le polyéthylène de $0,54 \text{ g/cm}^2$; ils sont tous arrêtés par la plaque de polyéthylène de 1 g/cm^2 .

3. Le télescope "Faisceau"

Le rôle du télescope "F" est de définir la géométrie du faisceau incident et de porter les pions à l'arrêt. Pour ce faire, il comporte:

i) Les compteurs 1 et 2.

Ces compteurs sont des scintillateurs plastiques de $5 \times 5 \times 1 \text{ cm}^3$, distants de 12 cm; ils définissent le faisceau incident; mis en coïncidence, ils donnent l'intensité du faisceau de pions positifs.

ii) L'absorbant.

Le rôle de l'absorbant est de ralentir les pions incidents de sorte à en arrêter le nombre maximum dans la cible T. Il est consti-

tué par une plaque de cuivre de 33 mm d'épaisseur, suivie d'un absorbant de carbone d'épaisseur variable de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ de section. En variant l'épaisseur du carbone nous avons trouvé que le nombre maximum de pions étaient arrêtés dans la cible pour 4,0 cm de carbone. Le tableau (3.1) donne l'épaisseur en grammes/cm² des différents compteurs, ainsi que l'énergie du pion après la traversée des différents éléments. Les épaisseurs sont choisies de telle sorte qu'à la sortie de l'absorbant de carbone, l'énergie des pions soit de 8 MeV.

Elément	Epaisseur en g/cm ²	Energie en MeV
		$E_0 = 108$
Polyéthylène	1,0	105,4
Compteur 1	1,0	102,9
Compteur 2	1,0	100,4
Absorbant Cu	29,5	41,0
Absorbant C	7,0	8,0
Cible T	6,0	0

Tableau (3.1)

iii) La cible T

La cible T est un bloc de scintillateur plastique de 4 x 6 x 6 cm³ vu par un photomultiplicateur du type 56 AVP. Le pion incident après avoir été ralenti, y pénètre avec une énergie cinétique de 8 MeV, ce qui lui donne un parcours moyen de 3,5 cm. Le pion est arrêté au voisinage du centre de la cible et va donner la chaîne de désintégration :

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

$$\mu^+ \longrightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$$

Les dimensions de la cible sont choisies pour couvrir toute la section droite du faisceau. Quelle sera la dispersion du parcours R autour de la valeur moyenne $\bar{R}$? D'après D.M. Ritson⁽⁴⁶⁾.

$$\left(\overline{(R - \bar{R})^2} \right)^{1/2} = \left(\frac{200 m_e}{M} \right)^{1/2} f \left(\frac{E}{Mc^2} \right)$$

M est la masse de la particule, dans notre cas $M = 276 m_e$; $f = 0.03$. La fluctuation du parcours autour de la valeur moyenne sera de 2,5 %, ce qui représente 1,25 cm. Dans le chapitre II pour le calcul de l'asymétrie nous avons supposé que les positrons étaient émis du centre de la cible T, il s'avère que cette hypothèse est justifiée.

iv) Le compteur A

Le compteur A est un scintillateur plastique de forme complexe, entourant partiellement la cible T. Mis en anticoincidence avec T, il permet d'éliminer les particules sortant de la cible vers l'avant, vers le haut et vers le côté opposé au télescope "E".

4. Le télescope "Electron"

Le télescope "E" a pour but de détecter les positrons émis à 90° de l'axe du faisceau des pions, ainsi que les deux rayons gamma produits lors de l'annihilation dans la cible de fer polarisée. Une géométrie à 90° a été choisie pour réduire le bruit de fond dû au faisceau primaire. La figure (3.3a) montre une coupe verticale du télescope "E" composé de:

4.a Le compteur 3

Le compteur 3 est un compteur à scintillation de $16 \times 13 \times 0,05 \text{ cm}^3$. Vu sa faible épaisseur, il est monté dans un châssis de pl xiglas qui sert à la fois de support et de guide de lumière. Le compteur 3 joue un rôle capital, il doit détecter le positron incident avec une bonne efficacité et avec une probabilité d'annihilation aussi basse que possible. L'efficacité du compteur 3 ($HT = 2,5 \text{ kV}$), suivi d'un amplificateur de gain 10, est supérieure à 99%. Les positrons qui s'annihilent dans le compteur 3 ne peuvent être distingués de ceux qui s'annihilent dans le fer, ils ne portent aucune information sur la polarisation; ils créent un bruit de fond.

La probabilité d'annihilation dans le compteur 3 pour un positron de 40 MeV est de:

$$W = \frac{Z}{A} \cdot N_A \cdot \rho \cdot \Delta x \cdot \sigma_{2\gamma}(40 \text{ MeV})$$

Le scintillateur plastique peut être considéré comme étant du polystyrène soit $(C_8H_8)_n$; nous avons alors $Z = 56$; $A = 104$; $N_A = 6,02 \times 10^{23}$; $\rho = 1,05$; $\Delta x = 0,05$ et $\sigma_{2\gamma}(40) = 1,3 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^2$, (40 MeV est une énergie caractéristique dans cette expérience), d'où:

$$W = 2,22 \times 10^{-4}$$

La probabilité d'annihilation dans le compteur 3 pour un positron de 40 MeV est de $2,22 \cdot 10^{-4}$. Le paragraphe suivant permettra de comparer les probabilités d'annihilation dans le compteur 3 et dans la cible de fer.

4.b La cible de fer

La cible de fer est une plaque de fer doux (Supermendus foil de la Arnold Engineering Co, Chicago III) de $16 \times 13 \times 0,18 \text{ cm}^3$; elle est vue du centre de la cible T sous un angle solide égal à 3×10^{-2} stéradians, la perméabilité magnétique μ est voisine de 10^3 . La cible de fer et le compteur 3 sont placés au contact et se trouvent à 14 cm de la cible T. L'induction magnétique B est créée au moyen de deux solénoïdes et d'un circuit magnétique montré sur la figure (3.3b).

La cible est mobile autour d'un axe horizontal perpendiculaire à la ligne de vol des positrons, elle est placée à 45° par rapport à la verticale. La figure (3.3a) montre une coupe verticale du télescope "E".

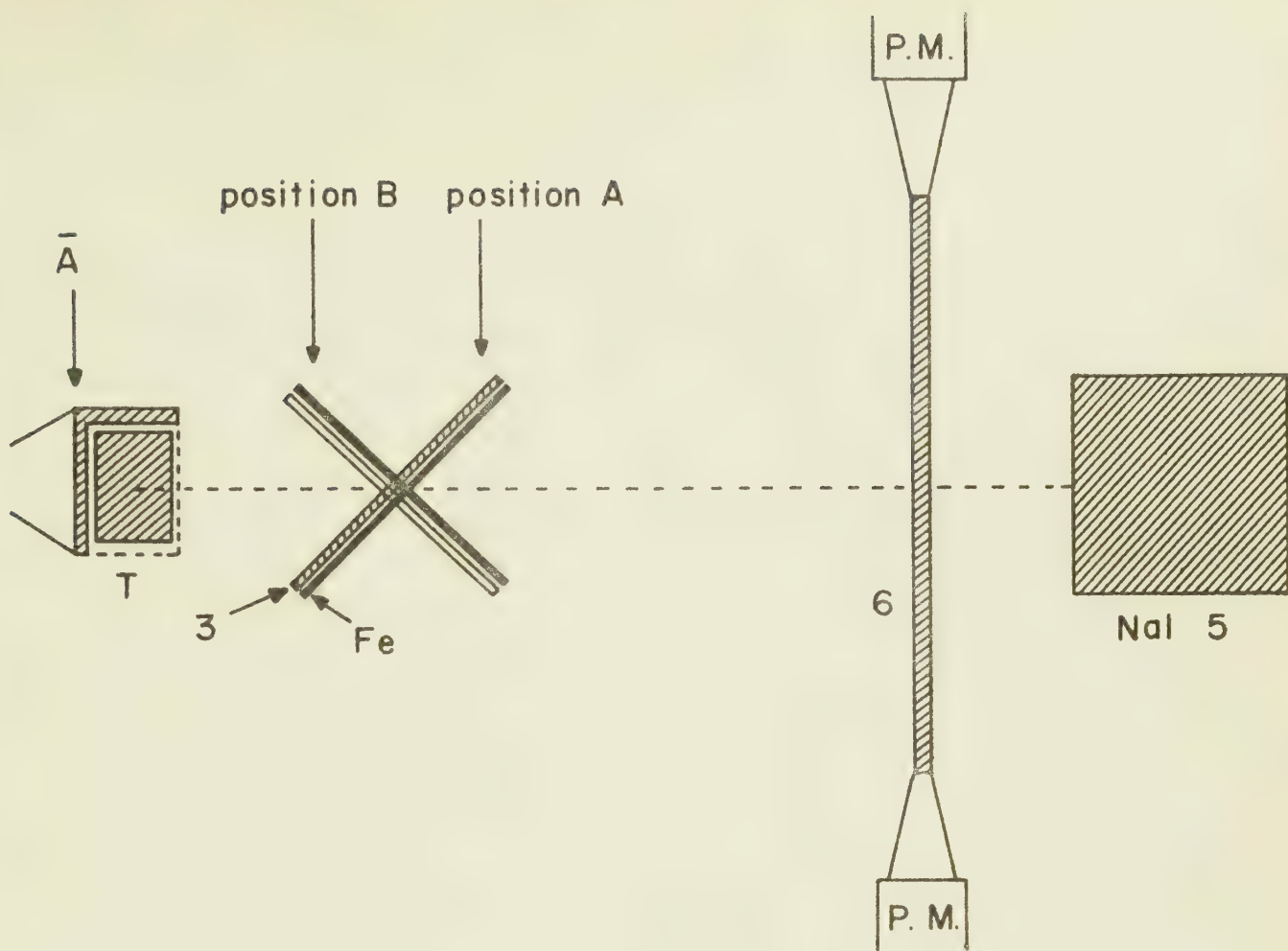


FIG 3.3 a

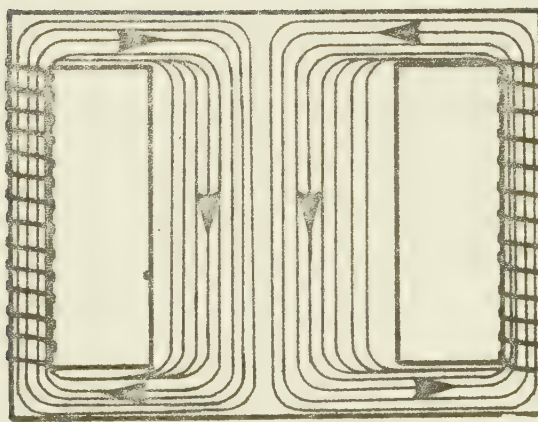


FIG 3.3 b

Les deux solénoïdes de notre circuit magnétique sont alimentés à 400 mA par une alimentation stabilisée à transistors. Nous avons mesuré l'induction magnétique dans la plaque en fonction du courant circulant à travers les solénoïdes. Pour ce faire, nous avons entouré la plaque de fer par une bobine de 30 tours reliée à un galvanomètre ballistique préalablement étalonné. Une coupure rapide du courant dans les solénoïdes donnera une déviation du galvanomètre proportionnelle à la variation de l'induction magnétique. La figure (3.4) montre l'induction magnétique mesurée en fonction du courant pour deux sens opposés du courant, soit "haut" et "bas". La différence entre les deux courbes est due au champ de fuite du cyclotron, soit environ 8 Gauss dirigé du haut vers le bas. La mesure est en fait relative par rapport à l'induction constante B_0 créée par le champ de fuite du cyclotron. La valeur de l'induction magnétique à la saturation est obtenue en faisant la demi-somme de la valeur de l'induction magnétique mesurée en position haut et bas. Avec un courant de 400 mA nous sommes à 78 % de la saturation.

A la saturation, les deux électrons, responsables des propriétés ferromagnétiques du fer, ont leur spin orienté selon le champ magnétique, et ceci dans tous les atomes de l'échantillon. Le positron incident d'hélicité positive viendra s'annihiler avec les électrons de fer; deux fois sur vingt six, il s'annihilera avec un électron dont le spin possède une projection parallèle ou antiparallèle au spin du positron, selon le sens de l'aimantation. Une inversion du sens du courant dans les solénoïdes permet de passer d'un cas à l'autre.

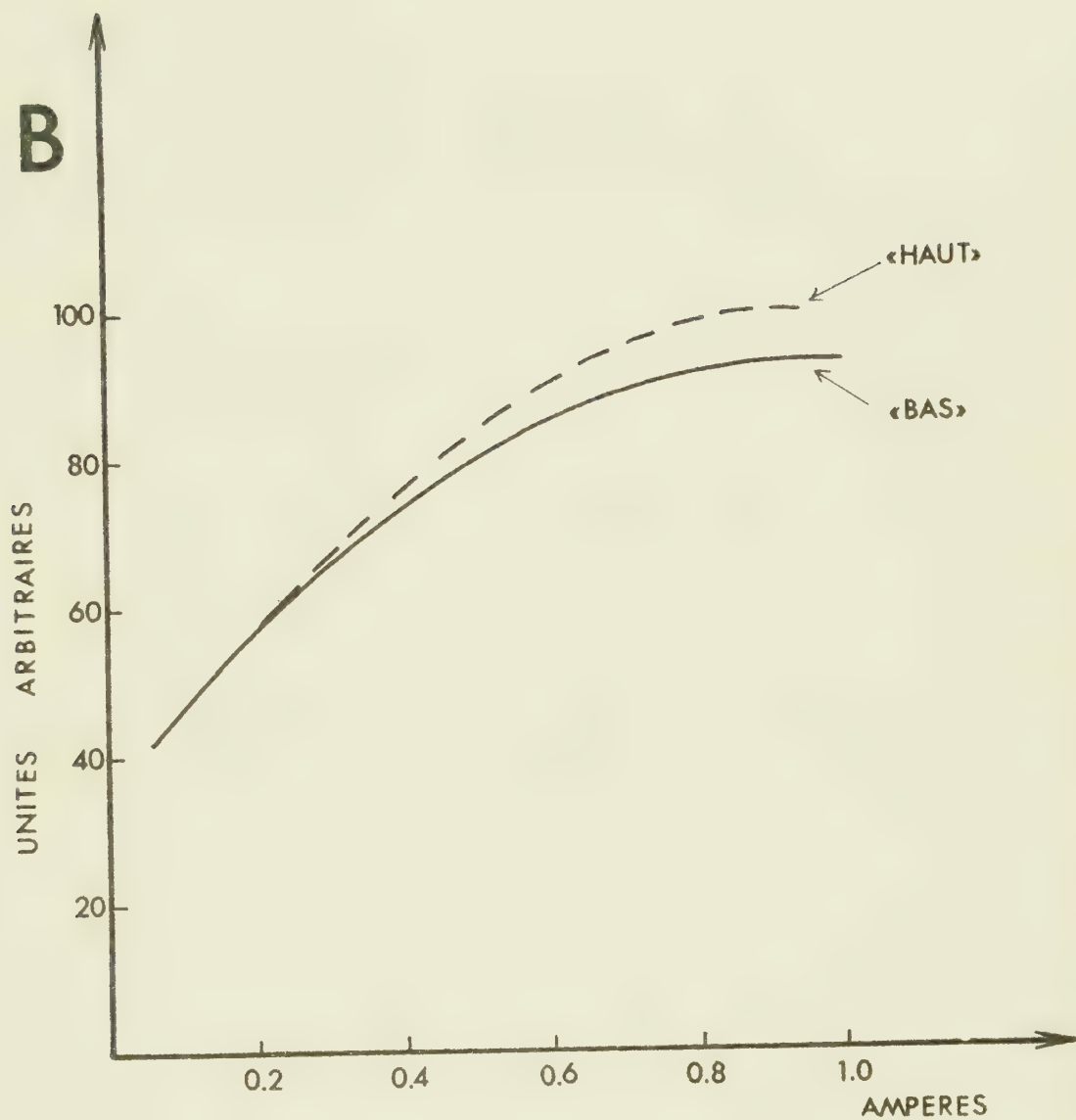


FIG 3.4

Pour éviter toute erreur systématique due à une éventuelle asymétrie géométrique, la cible de fer peut être tournée de 90° et mise en position B, position-miroir de la position A.

Calculons la probabilité d'annihilation dans le fer pour un positron de 40 MeV:

$$W = \frac{Z}{A} \cdot N_A \cdot \rho \cdot \Delta x \cdot \sigma_{2\gamma}(40 \text{ MeV})$$

$$W = \frac{26}{56} \times 6,023 \cdot 10^{23} \times 7,9 \times 0,18 \times 1,3 \cdot 10^{-26}$$

$$W = 5,18 \cdot 10^{-3}$$

En comparant la probabilité d'annihilation d'un positron de 40 MeV dans la cible de fer et dans le compteur 3 nous constatons que: $W_3/W_{Fe} = 4,3 \%$. Nous avons 4,3 % d'événements indépendants de la polarisation de la cible de fer dus au compteur 3. Nous tiendrons compte de cet effet lors du calcul de l'asymétrie expérimentale.

Le compteur 6

Le compteur 6, placé immédiatement devant les détecteurs à absorption totale, est un grand scintillateur plastique de $50 \times 50 \times 1 \text{ cm}^3$, vu par deux photomultiplicateurs. Il joue un rôle important. Mis en anticoïncidence, il élimine les particules chargées, spécialement les positrons n'ayant pas subi d'annihilation; ces derniers, accompagnés d'un rayon gamma, pourraient simuler un événement vrai. L'inefficacité du compteur 6 pour la détection de particules chargées est de 2×10^{-4} .

4.c Les compteurs à absorption totale 5 et 7

Pour la détection simultanée des deux rayons gamma produits lors de l'annihilation du positron, nous disposons de 2 compteurs à cristal d'iodure de sodium de grandes dimensions. Les deux cristaux se présentent sous une forme cylindrique de 21 cm de diamètre et de 19 cm de long. L'usage de cristal de NaI, pour la détection des rayons gamma, a été suggéré par R. Hofstadter⁽⁴⁷⁾ dès 1948 ; par la suite grand usage en fut fait comme le prouvent de nombreuses publications; R.L. Kepple⁽⁴⁸⁾ en 1961 donne une bibliographie détaillée.

L'usage de cristaux d'iodure de sodium activé au Thallium pour la détection et la spectrométrie des rayons gamma est lié à leur densité élevée ($\rho = 3,7 \text{ g cm}^{-3}$) et à leur grand nombre atomique voisin de 43; leur longueur de radiation est de 3 cm; les 21 cm de profondeur de nos cristaux équivalent

à 7 longueurs de radiation, ce qui leur confère une absorption totale. Le tableau (3.2) tiré du livre de J.B. Birks⁽⁴⁹⁾ donne les principales propriétés comparées du scintillateur plastique Ne 102 A employé pour tous les compteurs de cette expérience et de l'iodure de sodium.

	Ne 102. A	NaI (Th)
Lumière émise en comparaison avec un cristal d'anthracène	65 %	200 %
Constante de décroissance	$2,2 \cdot 10^{-9}$ sec	$2,2 \cdot 10^{-7}$ sec
Emission maximum	4250 Å	4200 Å
Densité	1,23 gcm ⁻³	3,67 gcm ⁻³
Indice de réfraction	1,58	1,7
Longueur de radiation	42 cm	3 cm

Tableau (3.2)

La figure (3.5) montre les caractéristiques mécaniques du montage de l'un des deux cristaux NaI. Le cristal cylindrique de 21 cm de diamètre et de 19 cm de long, est enrobé dans une mince feuille d'aluminium de 0,02 cm d'épaisseur, l'ensemble étant solidement maintenu dans une enceinte étanche. Le cristal est vu par trois photomultiplicateurs 56 AVP blindés magnétiquement par un cylindre de mumétal plus deux cylindres coaxiaux de fer. Quant au cristal NaI un blindage radial de 9,5 cm de plomb et de 1,5 cm de fer a été réalisé pour diminuer le bruit de fond provenant des neutrons diffusés de la salle des neutrons.

La réponse d'un cristal d'iodure de sodium dépend de la température; l'efficacité lumineuse augmente lorsque la température diminue. Une stabilisation de la température a été réalisée par une circulation d'eau froide dans une conduite en cuivre en contact avec le corps des compteurs. Après dix jours de fonctionnement la stabilité était meilleure que le pour-cent.

La résolution et la linéarité des compteurs à absorption totale ont été mesurées dans un faisceau d'électrons monocinétiques entre 10 et 150 MeV. Une courbe de réponse caractéristique pour des électrons monocinétiques est montrée sur la figure (3.6a). La résolution est constante entre 10 et 150 MeV, elle est égale à 18%. Ce résultat peut se comparer avec ceux obtenus par A.W. Knudsen et R. Hofstadter⁽⁵⁰⁾. L'élargissement du spectre vers les faibles énergies s'explique par la perte d'énergie due aux rayons gamma de fuite. En effet, le coefficient d'absorption des rayons gamma dans du NaI(Th) passe par un minimum pour des rayons gamma de 3,5 MeV, qui de ce fait auront une plus grande probabilité de sortir du cristal sans être absorbés.

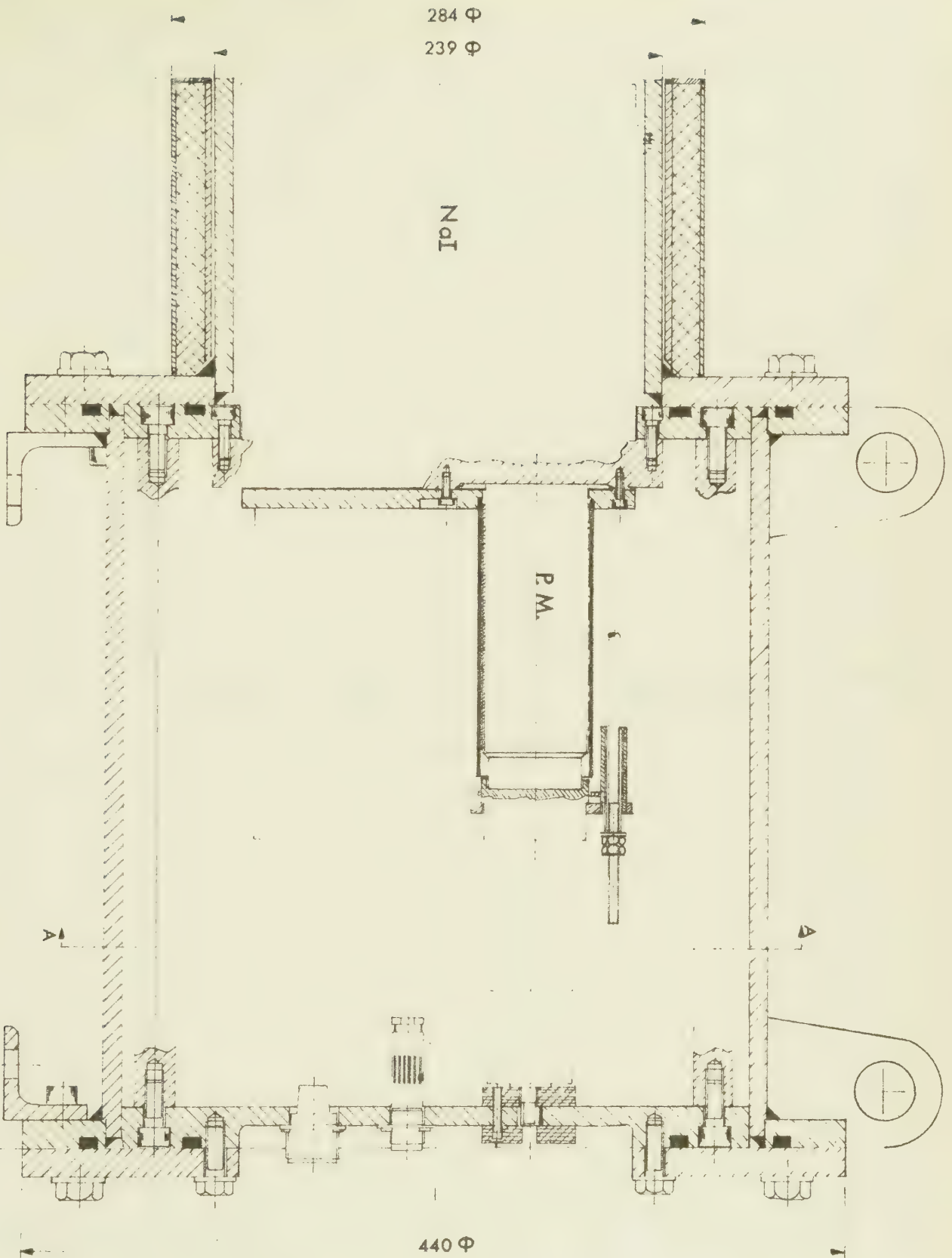


FIG 3.5

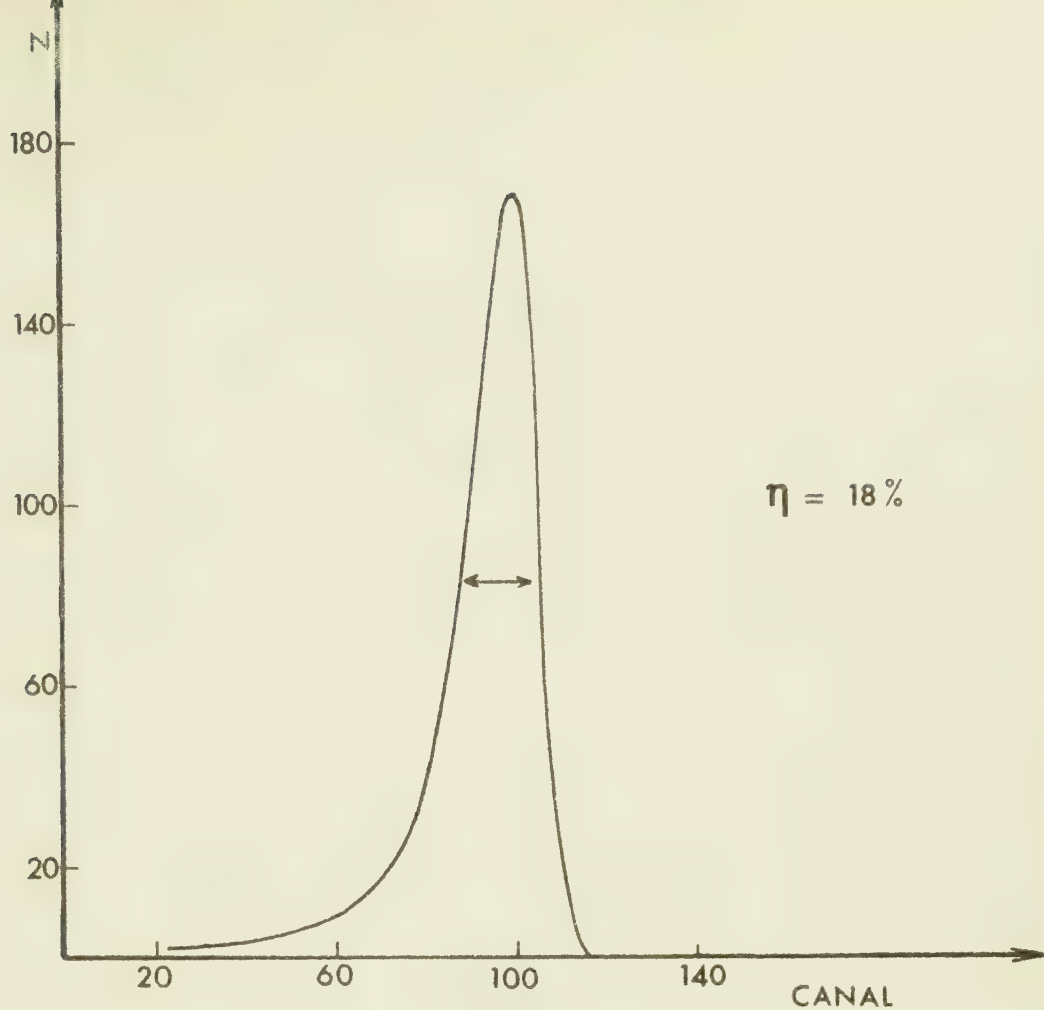


FIG 3-6 a

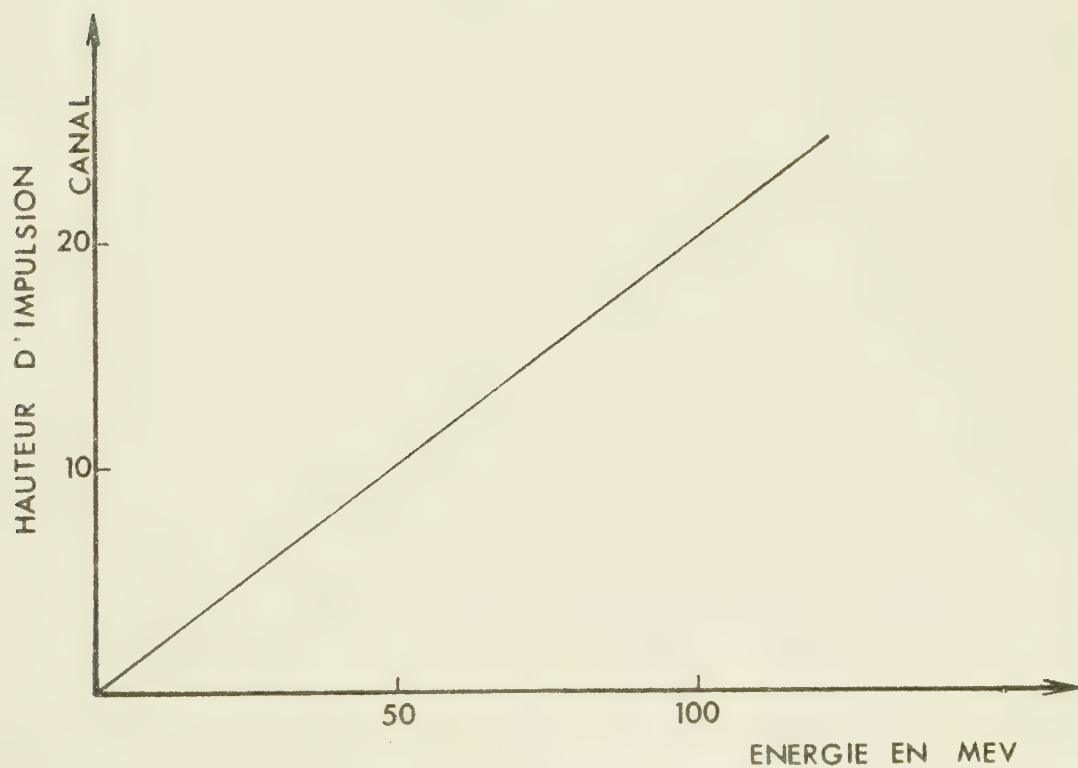


FIG 3-6b

La réponse des compteurs NaI que nous employons est linéaire de 1 à 150 MeV (voir figure (3.6b)). La linéarité et la constance de la réponse des détecteurs ont été journellement vérifiées. Pour les énergies comprises entre 0,511 MeV et 1,79 MeV, nous nous sommes servis de sources radioactives de Na^{22} , Co^{60} et Cs^{137} , pour les énergies plus élevées, nous avons mis à profit la réponse des cristaux NaI aux neutrons thermiques et rapides.

Dans la salle des neutrons existe un fond important de neutrons diffusés. Le spectre obtenu, en laissant le détecteur NaI compter librement, avec le cyclotron en fonctionnement, montre un grand nombre d'événements dont l'énergie est inférieure à 4 MeV, puis un nombre quasi constant d'événements entre 4 et 6 MeV et une diminution rapide entre 6 et 8 MeV. Le milieu de cette descente a été pris comme référence pour l'étude de la stabilité, soit un point voisin de 7 MeV. Une réponse semblable a déjà été observée dans l'expérience de L.C. Thompson, et J.R. Risser⁽⁵¹⁾ et a été étudiée par S.M. Shafroth et coll.⁽⁵²⁾.

L'obtention de cette réponse caractéristique peut s'expliquer par l'absorption de neutrons par l'iode et le sodium, la création de noyaux excités suivie d'une désexcitation radiative. Les sections efficaces de capture sont constantes pour les neutrons thermiques mais passent par un grand nombre de résonances pour des énergies du neutron plus élevées. L'énergie des rayons gamma et des électrons émis est comprise entre 0,03 MeV et 6,71 MeV. La détection de ces rayons gamma et de ces électrons donne le spectre caractéristique. Le tableau (3.3) donne les détails des diverses réactions qui contribuent à la réponse d'un

REACTIONS	Sections efficaces		Energie de γ ou β minimum	Echelles des énergies							Energie de γ ou β maximum
	Neutrons thermiques en barns	Neutrons rapides en barns		1	2	3	4	5	6	7	
$I^{127}(n, \gamma)I^{128}$	7	$20 < \sigma < 1000$ pour $10^4 < E_n < 10^5$ eV	0,26								6,71
$I^{128} \rightarrow Xe^{128} + e^-$			0								2,12
$I^{128} \rightarrow Te^{128} + e^+$			0								1,20
$I^{127}(n, \gamma', \gamma)I^{127}$			0,03								1,40
$Na^{23}(n, \gamma)Na^{24}$	0,5	$10 < \sigma < 300$ $2,15 \times 10^4 < E_n < 10^5$ eV	0,47								6,40
$Na^{23} \rightarrow Al^{23} + e^-$			0								2,76
$Na^{23}(n, n', \gamma)Na^{23}$		0,5	0,15								2,99

Tableau (3.3)

cristal à iodure de sodium aux neutrons d'énergie variable. Les sections de capture sont tirées des tables de D.J. Hugues et R.B. Schwartz⁽⁵³⁾, quant à l'énergie des produits de désexcitation, nous avons employé les tables de F. Ajzenberg⁽⁵⁴⁾.

4.d Le compteur sandwich S

Entre les deux compteurs NaI nous avons placé un compteur sandwich S pour réduire les coïncidences entre les compteurs 5 et 7 dues à la transmission des cascades électromagnétiques d'un compteur à l'autre. Le compteur S se compose de deux plaques de scintillateur plastique de $40 \times 50 \times 1,5 \text{ cm}^3$ avec entre les deux une plaque de plomb de 1,0 cm d'épaisseur montée rigidement sur une plaque de fer de 0,5 cm d'épaisseur, ce qui donne au total 2,3 longueurs de radiation.

La décroissance de l'intensité d'un faisceau de photons obéit à la loi:

$$\frac{dn}{n} = - \frac{dx}{l_p} \quad n = n_0 \exp(-x/l_p)$$

l_p est le libre parcours moyen de production de paires. Nous avons:

$$l_p = \frac{9}{7} x_0$$

où x_0 est la longueur de radiation.

cristal à iodure de sodium aux neutrons d'énergie variable. Les sections de capture sont tirées des tables de D.J. Hugues et R.B. Schwartz⁽⁵³⁾, quant à l'énergie des produits de désexcitation, nous avons employé les tables de F. Ajzenberg⁽⁵⁴⁾.

4.d Le compteur sandwich S

Entre les deux compteurs NaI nous avons placé un compteur sandwich S pour réduire les coïncidences entre les compteurs 5 et 7 dues à la transmission des cascades électromagnétiques d'un compteur à l'autre. Le compteur S se compose de deux plaques de scintillateur plastique de 40 x 50 x 1,5 cm³ avec entre les deux une plaque de plomb de 1,0 cm d'épaisseur montée rigidement sur une plaque de fer de 0,5 cm d'épaisseur, ce qui donne au total 2,3 longueurs de radiation.

La décroissance de l'intensité d'un faisceau de photons obéit à la loi:

$$\frac{dn}{n} = - \frac{dx}{l_p} \quad n = n_0 \exp(-x/l_p)$$

l_p est le libre parcours moyen de production de paires. Nous avons:

$$l_p = \frac{9}{7} x_0$$

où x_0 est la longueur de radiation.

Après le passage de 1cm de plomb, 0,5 cm de fer et 1,5 cm de scintillateur, 93% des photons auront donné naissance à une paire électron-positron. L'efficacité du compteur sandwich S dans l'élimination des cascades électromagnétiques transmises sera de l'ordre de 80%.

Nous avons observé que l'introduction physique et électronique de S réduit les coïncidences entre les deux compteur NaI de 25 %.

Les compteurs B5 et B7

Les compteurs B5 et B7 sont deux compteurs à scintillation de $10 \times 10 \times 1 \text{ cm}^3$ placés devant les compteurs NaI 5 et 7 respectivement. Ils ne jouent aucun rôle pour la détection des "événements annihilation", mais permettent de définir un "événement Bhabha" en détectant les deux électrons de la diffusion positron-électron. Une connaissance, même sommaire de l'asymétrie de la diffusion Bhabha, est une indication précieuse pour la vérification du bon fonctionnement de notre appareillage, car le signe de "l'asymétrie Bhabha" est opposé au signe de "l'asymétrie annihilation".

5. Disposition géométrique des compteurs 5 et 6 et angle solide de détection

La disposition à deux détecteurs NaI en coïncidence, placés symétriquement par rapport à l'axe du télescope "E", est nécessaire pour réduire le bruit de fond dû au rayonnement de Bremsstrahlung, pour augmenter l'angle solide de détection et pour se placer dans les meilleures conditions de mesure de l'asymétrie du positron.

Les positrons au passage de la cible de fer sont ralentis et émettent vers l'avant des rayons gamma de Bremsstrahlung. Comparée à la probabilité d'annihilation, l'intensité de la radiation émise est importante. Dans le cas particulier où un rayon gamma d'énergie comparable à l'énergie du positron est émis, le positron s'arrête dans le fer et un "événement annihilation" est simulé si nous employons un seul détecteur NaI placé sur l'axe du télescope. L'emploi de deux détecteurs NaI placés en dehors de l'axe du télescope réduit considérablement ce bruit de fond pour des raisons cinématiques et par la possibilité de réquérir une coïncidence entre les deux compteurs.

De par cette disposition, nous ne détectons que les rayons gamma émis autour de 90° dans le système du centre de masse. Dans ce domaine angulaire, l'asymétrie pour une énergie donnée, est constante et maximale. Cet arrangement constitue en outre la solution la plus favorable en ce qui concerne l'angle solide de détection des deux rayons gamma. La relation, entre les angles solides dans le système du centre de masse et le système du laboratoire, est donnée par le Jacobien:

$$\frac{d\Omega_{C.M.}}{d\Omega_{LAB}} = \frac{2\pi \sin\theta_{CM} d\theta_{CM}}{2\pi \sin\theta d\theta} = \gamma^2 (1 + \beta \cos\theta_{CM})^2$$

$$d\Omega_{LAB} = \frac{\sin\theta_{CM} d\theta_{CM}}{\gamma^2 (1 + \beta \cos\theta_{CM})^2}$$

Nous voyons que l'angle solide de détection $d\Omega_{\text{LAB}}$ passe par un maximum pour une émission à 90° dans le système du centre de masse. Calculons à présent l'angle solide de détection de notre dispositif expérimental. La mesure de la polarisation du positron n'exige pas la connaissance de l'angle solide de détection; nous avons néanmoins fait ce calcul, car une estimation de l'angle solide de détection nous permet de connaître l'ordre de grandeur de l'efficacité de notre appareillage.

Pour une énergie donnée, le calcul se fait en deux étapes:

- i) Evaluation de la contribution polaire.
- ii) Evaluation de la contribution azimutale.

Le système de détection est représenté par deux fenêtres carrées de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ de section, distantes entre elles de 6 cm et de 35 cm du centre de la cible de fer (Fig.3.7). La contribution polaire $\int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} d\cos\theta_{\text{CM}}$ est évaluée dans le système du centre de masse en utilisant les résultats du chapitre II, résumés par la figure (2.10). Quant à la contribution azimutale, elle est calculée par une méthode graphique dans le système du laboratoire. L'acceptance angulaire azimutale est une fonction de l'angle polaire θ ; elle est maximum lorsque l'angle entre les deux rayons gamma est minimum, nous avons alors $\theta_1 = \theta_2$. Lorsque θ_1 est différent de θ_2 , φ_1 est différent de φ_2 et l'acceptance est donnée par l'angle le plus petit. La figure (3.7.) montre les angles φ_1 et φ_2 .

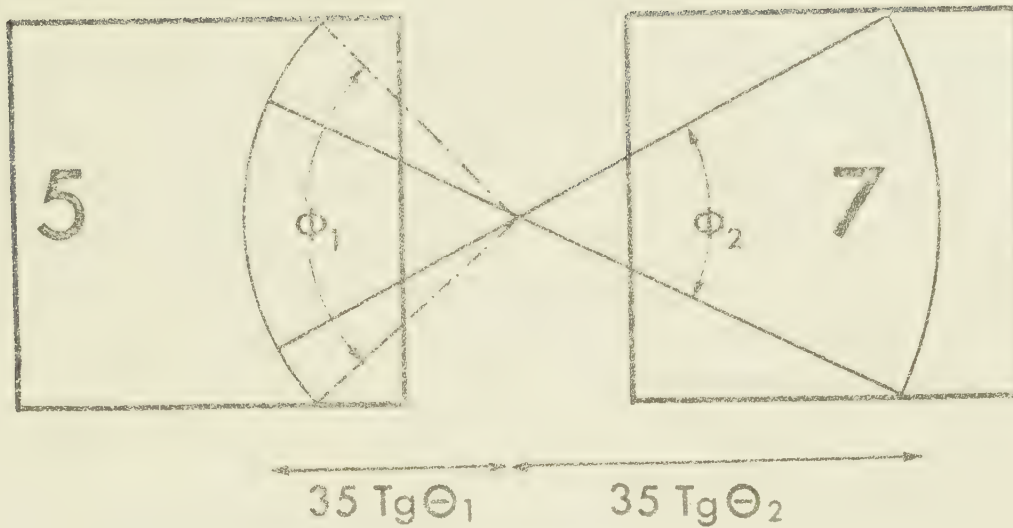


FIG 3-7

Pour chaque angle θ compris entre $\theta_{\min}$ et $\theta_{\max}$ on mesure l'angle $\varphi(\theta)$ et on détermine l'angle azimutal moyen $\overline{\varphi}(E)$ tel que:

$$\overline{\varphi}(E) = \frac{\int_{\theta_{\min}(E)}^{\theta_{\max}(E)} (\varphi_1 \varepsilon_1 + \varphi_2 \varepsilon_2) d\theta}{\theta_{\max} - \theta_{\min}}$$

avec les conditions: $\varepsilon_1 = 1$ et $\varepsilon_2 = 0$ si $\varphi_1(\theta) < \varphi_2(\theta)$

$\varepsilon_1 = 0$ et $\varepsilon_2 = 1$ si $\varphi_2(\theta) < \varphi_1(\theta)$

L'efficacité de détection est proportionnelle à l'angle solide, car le produit de la section efficace d'annihilation $\frac{1}{2} (\sigma_A + \sigma_P)$ par la contribution azimutale est constant. La contribution $\overline{\phi}$ passe par un maximum pour un photon émis à 90° dans le centre de masse, tandis que la section d'annihilation (Fig 2.2) passe par un minimum. Cette propriété particulière de l'annihilation permet de traiter en première approximation, le problème de l'efficacité comme dans le cas d'une émission isotrope.

Dans la figure (3.8); nous représentons l'acceptance angulaire totale en fonction de l'énergie, soit:

$$\frac{\Delta \Omega(E)}{4\pi} = \frac{(\cos \theta_{CM}^{MIN} - \cos \theta_{CM}^{MAX}) \times \overline{\phi}(E)}{4\pi}$$

Si nous pondérons l'angle solide de détection par le spectre de Michel et la section efficace d'annihilation, nous avons:

$$\frac{\Delta \Omega}{4\pi} = \frac{1}{4\pi} \frac{\int_{10}^{53} \Delta \Omega(E) \cdot M(E) \cdot \sigma_{2\gamma}(E) \cdot dE}{\int_{10}^{53} M(E) \cdot \sigma_{2\gamma}(E) \cdot dE}$$

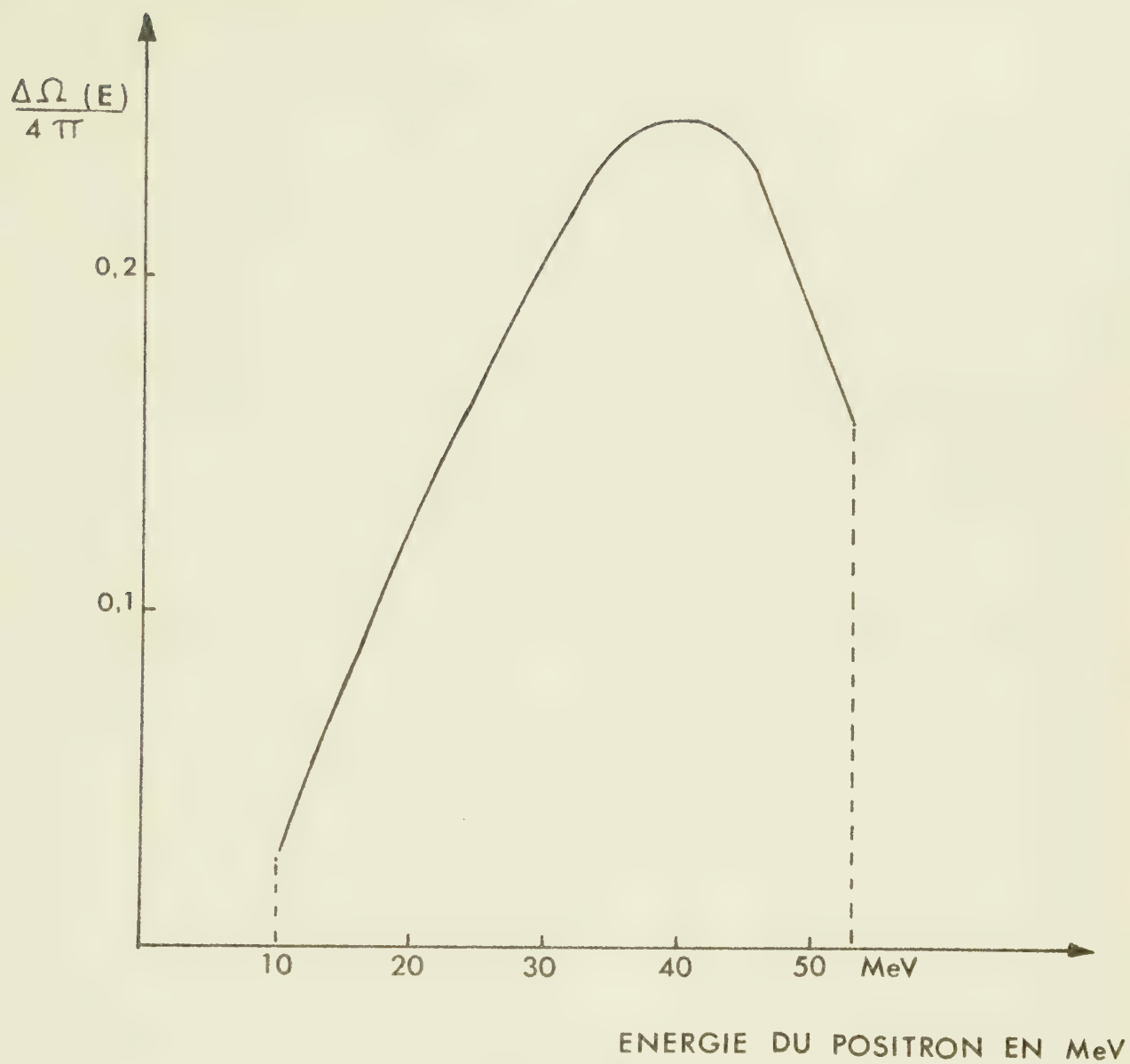


FIG 3.8

trouve que:

0,2

on de nos compteurs à absorption totale
ance angulaire ainsi définie représente
on pour les deux rayons gamma lors de
ron.

IV. DISPOSITIF ELECTRONIQUE

1. Définition des événements
2. Conditions de Purification
3. Moniteurs et taux de comptage
4. Mesure de la corrélation énergétique des deux rayons gamma

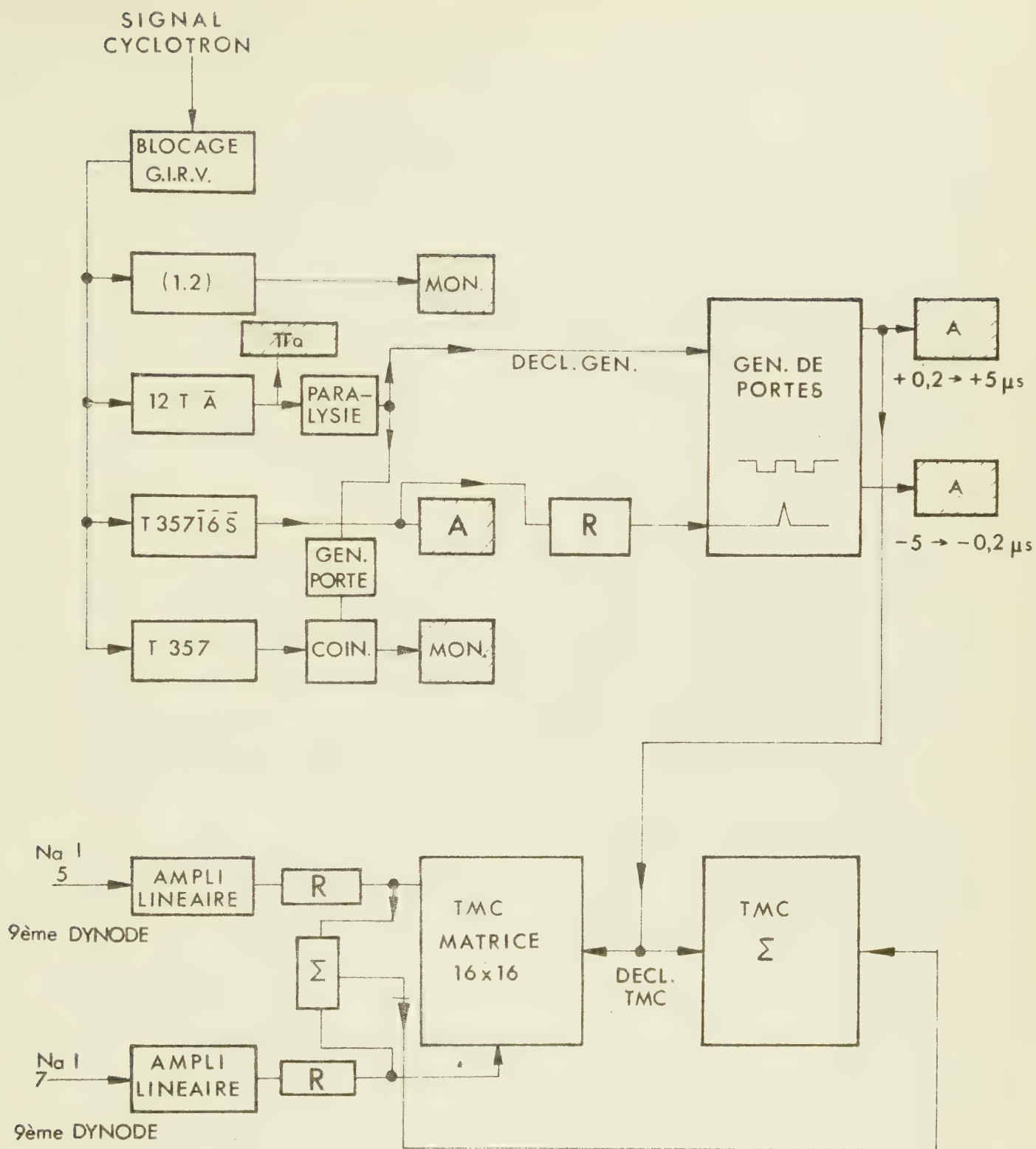
11. ÉLECTRONIQUE

Dans la logique électronique fig. (4.1) nous distinguons deux ensembles à fonctions complémentaires. La fonction du premier groupe logique est double; il définit un "événement annihilation" et permet la normalisation des résultats par la connaissance du nombre de pions arrêtés, ainsi que par l'enregistrement continu d'un moniteur "d'asymétrie nulle". Le signal définissant un "événement annihilation" déclenche le processus d'analyse par le deuxième groupe logique. Deux analyseurs à 256 canaux T.M.C. permettent l'enregistrement simultané de la somme des énergies des deux rayons gamma, ainsi que leur corrélation énergétique. La souplesse de notre logique électronique nous a permis en outre de déterminer en première approximation l'asymétrie due à la diffusion Bhabha.

1. Définition des événements

La coïncidence (1,2) (temps de résolution: 15 ns) donne le nombre de particules incidentes. Un pion qui s'arrête dans la cible T est défini par la coïncidence (1,2, T, $\bar{A}$). Un événement de ce genre est symbolisé par π_a . $\bar{A}$ signifie que le compteur A est mis en anticoïncidence.

Un positron émis de la cible T vers la cible de fer et y subissant une annihilation dont les deux rayons gamma sont détectés par les compteurs NaI est défini par la coïncidence (T, 3, 5, 7, $\bar{6}$, $\bar{8}$, $\bar{1}$) = A (temps de résolution: 40 ns).



LOGIQUE ELETRONIQUE

FIG 4.1

Nous verrons plus loin les conditions de purification requises pour la définition d'un "événement annihilation" comportant le minimum de bruit de fond. Le compteur 1 est mis en anticoincidence non retardée pour éviter tout événement annihilation simulé par la diffusion dans le télescope "E" d'une particule du faisceau de pions.

Les événements donnant lieu à une coïncidence (T, 3, 5, 7) jusqu'à 500 nanosecondes après l'arrêt d'un pion sont enregistrés. Nous verrons dans l'appendice I que ces événements ne portent pas d'asymétrie physique; ils représentent notre moniteur "d'asymétrie nulle". Ces événements donnent la connaissance de la stabilité électronique et de l'asymétrie instrumentale, impossible à déterminer de manière directe.

Les positrons, ayant subi une diffusion avec un électron de la cible de fer telle que les deux électrons diffusés soient dans la région d'acceptance angulaire des compteurs NaI 5 et 7, sont caractérisés par la coïncidence (T, 3, 5, 7, B7, B5, 6, $\bar{1}$, $\bar{5}$).

2. Conditions de purification

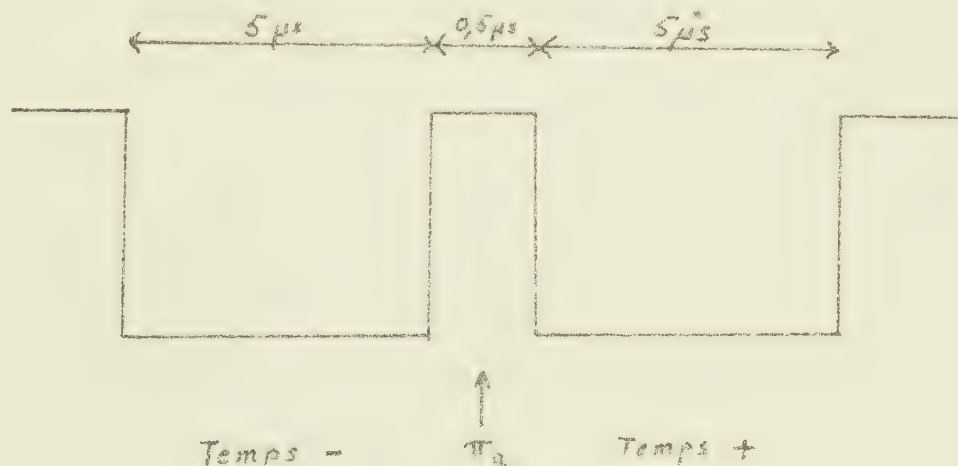
i) Blocage

Le faisceau de protons extraits du synchrocyclotron comporte une bouffée initiale courte et intense

suivie de protons uniformément répartis dans le temps grâce à l'emploi du système d'accélération stochastique. Pour empêcher l'augmentation des coïncidences fortuites nous bloquons l'électronique dans un intervalle de 500 ns autour de la bouffée initiale. Le signal d'arrêt du programme principal est pris comme signal de référence pour déclencher un générateur d'impulsions à retards variables (G.I.R.V.) dont l'impulsion de sortie est mise en anticoïncidence sur tous nos circuits à coïncidence. Un oscilloscope à double trace visualise en permanence l'opération et nous permet d'ajuster la largeur et le centrage du blocage.

ii) Porte Annihilation

Le signal π_a caractérisant l'arrêt d'un pion dans le cible T déclenche un générateur de portes à sortie négative. Ce générateur délivre deux impulsions négatives de cinq microsecondes séparées par cinq cents nanosecondes. L'impulsion de sortie est montrée ci-dessous :



Les impulsions négatives ouvrent une porte et un "événement annihilation" ne sera compté que pendant l'ouverture de 5 μ s de la porte. Les délais sont choisis de telle sorte qu'un événement annihilation suivant de quelques nanosecondes l'arrêt d'un pion arrive au milieu de l'intervalle de 0,5 μ s. Nous détectons ainsi les "événements annihilation" de 0,25 à 5,25 μ s après l'arrêt d'un pion. Les 250 ns avant l'ouverture de la porte constituent une marge de sécurité pour éviter la diffusion dans le télescope E de particules du faisceau de pions.

Pour avoir une estimation du niveau des coïncidences fortuites, on compte aussi les particules arrivant entre - 5,25 et - 0,25 μ s avant l'arrêt du pion. Dans notre expérience les coïncidences fortuites représentent 1 à 2 % du total des événements.

On peut évaluer le nombre d'événements perdus entre 0 et 0,25 μ s et au-delà de 5,25 μ s. On a:

$$\frac{dN(t)}{dt} = -\lambda N(t) \text{ avec } \lambda = \frac{1}{\tau} = \frac{1}{2,20 \cdot 10^{-6}}$$

$$N(t) = N_0 \exp(-\lambda t)$$

Entre 0 et 0,25 μ s, nous perdons:

$$\frac{N}{N_0} = \exp(-\lambda t) \Big|_0^{0,25} = 0,105$$

Entre 5,25 μ s et l'infini, nous perdons:

$$\frac{N}{N_0} = \exp(-\lambda t) \Big|_{5,25}^{\infty} = 0,091$$

Avec notre porte de 5 μ s ouverte à partir de 0,25 μ s nous acceptons 80% des positrons émis.

iii) Paralysie

La porte annihilation est un élément essentiel dans notre logique électronique. Afin de nous mettre dans les meilleures conditions d'utilisation, nous évitons de re-déclencher le générateur d'impulsions doubles pendant les 13 μ s suivant un premier déclenchement: c'est la paralysie. Le signal caractérisant l'arrêt d'un pion déclenche le générateur d'impulsions double à travers un discriminateur à porte. Une impulsion de sortie prise en parallèle déclenche un univibrateur dont l'impulsion longue de 13 μ s ferme la porte du discriminateur pendant cette durée. La figure (4.2) montre le détail de la logique électronique.

3. Moniteurs et taux de comptage

Pour nous permettre de veiller au bon fonctionnement de notre dispositif de mesure et pour normaliser les résultats expérimentaux, nous enregistrons au moyen d'échelles de comptage rapide (20 Mc/s) les taux de comptage les plus significatifs. Le tableau 4.1 donne un aperçu des diverses quantités mesurées pour un nombre fixé de pions arrêtés. Nous avons 10^4

- entree coincidence
- entree anti-coincidence
- sortie coincidence
- sortie coincidence 4 anti
- Amp amplificateur gain 10
- DR discriminateur rapide
- GIRV generateur d'impulsion a retard variable
- HP ampli Hewlett Packard
- INV inverseur
- U univ. broteur
- UC unite coincidence
- URV univ. broteur a retard variable
- R retard
- echelle 20 Mc/s

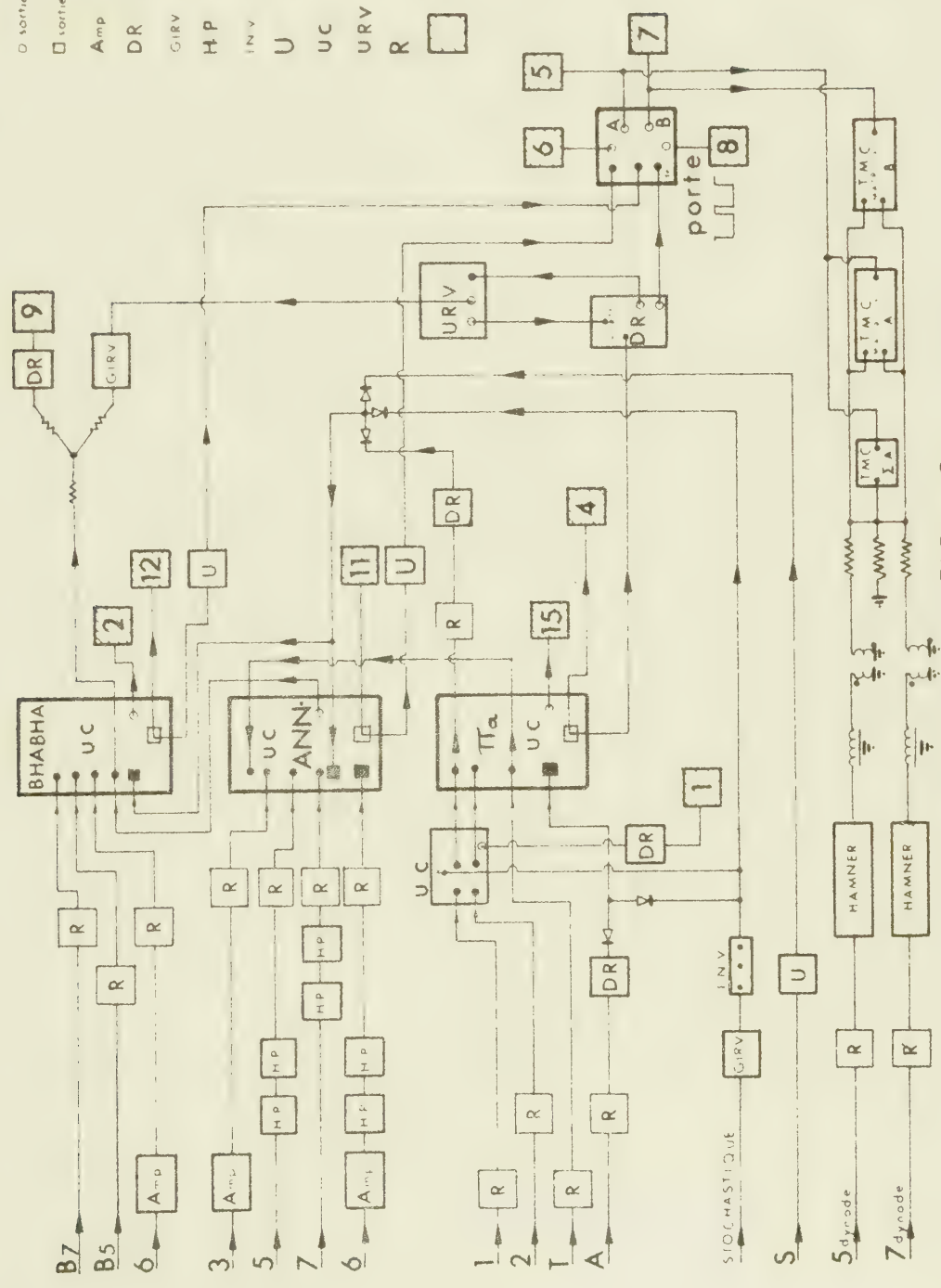


FIG. 4.2

DEFINITION ÉLECTRONIQUE	DEFINITION PHYSIQUE	TAUX DE COMPTAGE MOYEN
(1,2)	pions incidents	$4,93 \cdot 10^7$
(1,2,T)	pions incidents sur la cible T	$4,59 \cdot 10^7$
(1,2,T, $\bar{A}$) -	pions arrêtés	10^7
(T,3,5,7, $\bar{6},\bar{1},\bar{S}$) avec $0,2\mu s < t < 5,2\mu s$	événements ANNIHILATION	154
(T,3,5,7, $\bar{6},\bar{1},\bar{S}$) avec $-5,2\mu s < t < -0,2\mu s$	bruit de fond événe- ments annihilation aux temps négatifs	3
(T,3,5,7) $0 < t < 0,5\mu s$	moniteur d'asymétrie nulle	6625
(T,3,5,7, $B_7,B_5,6,\bar{1},\bar{S}$) avec $0,2\mu s < t < 5,2\mu s$	événement BHABHA	126
(T,3,5,7, $B_7,B_5,6,1,S$) avec $-5,2\mu s < t < -0,2\mu s$	bruit de fond événements Bhabha aux temps négatifs	2,5

Tableau 4.1

pions incidents par seconde donnant environ 80 "événements annihilation" par heure. Le taux de coïncidences fortuites est environ de 2 %.

4. Mesure de la corrélation énergétique des deux rayons gamma

Nous avons vu au chapitre II que l'asymétrie est une fonction croissante avec l'énergie du positron; nulle pour des positrons de 3 MeV, l'asymétrie différentielle est égale à 90 % pour des positrons de 50 MeV et ceci dans un grand domaine angulaire d'émission autour de 90° dans le système du centre de masse. La connaissance de l'énergie du positron incident, ou mieux encore de la corrélation énergétique des deux rayons gamma émis lors de l'annihilation, permettra de sélectionner les événements à forte asymétrie.

Un événement satisfaisant tous les critères de sélection requis pour la définition d'un événement annihilation déclenche le processus de l'analyse énergétique? Les signaux des compteurs 5 et 7 pris aux dynodes, amplifiés par des amplificateurs linéaires "Hamner", retardés de 6 μ s, sont analysés par un analyseur à 256 canaux "T.M.C" arrangé en matrice 16 x 16. Un deuxième analyseur à 256 canaux est disposé pour enregistrer la somme des énergies des deux rayons gamma. Un troisième analyseur à 256 canaux arrangé en matrice 16 x 16 est déclenché par le signal de définition d'un événement du type Bhabha et permet de connaître la corrélation énergétique de l'électron et du positron de la diffusion de Bhabha. Le dispositif de mesure des diverses énergies a été calibré en même temps que les compteurs à cristal de NaI.

Nous allons rapidement décrire le fonctionnement de l'analyseur Matrice 16 x 16. Cette unité logique possède deux entrées A et B. Les 256 canaux sont représentés par une matrice à 16 lignes et à 16 colonnes. Pour un signal A seul, la matrice fonctionnera comme un analyseur à 16 canaux, les 16 canaux (1,2, 3..16) de la première ligne. Un signal B seul sera selon l'un des 16 canaux de la première colonne (1, 17, 33..... 241). Si nous envoyons simultanément un signal A et un signal B, l'information se trouvera à l'intersection de la ligne et de la colonne correspondant à chaque signal pris séparément. Un événement se trouvant au canal 70 aura comme composantes A(6) et B(65).

Les éléments de logique électronique utilisés dans cette expérience firent partie de la génération "électronique à 10 Mc" couramment utilisée au CERN de 1963 à 1966 et dont les caractéristiques sont résumées dans la réf.(55).

V. MESURES ET RESULTATS

1. L'asymétrie expérimentale

2. Etude du bruit de fond

- 2.a Simulation d'événements par coïncidences fortuites
- 2.b Simulation d'événements par annihilation
dans la cible T
- 2.c Simulation d'événements par annihilation
dans le compteur 3
- 2.d Simulation d'événements par annihilation
dans le compteur 6
- 2.e Bruit de fond indirectement lié à la Bremsstrahlung

3. Principe de la mesure

4. Résultats

1. L'asymétrie expérimentale

Nous avons calculé au chapitre II l'asymétrie pour des positrons polarisés à cent pour cent. L'asymétrie F ainsi calculée (2.19) est une fonction de l'acceptance angulaire et énergétique de notre appareil, de la distribution de l'énergie des positrons selon le spectre de Michel et de la section efficace d'annihilation; elle est égale dans ces conditions à 0,84. L'asymétrie expérimentale est inférieure à cette valeur pour cinq raisons:

i) A la saturation magnétique, seuls les deux électrons responsables des propriétés ferromagnétiques du fer, ont leur spin orienté parallèlement à l'induction magnétique, d'où un facteur de réduction de $2/26$.

ii) Notre échantillon de fer est orienté à 45° par rapport à la ligne de vol des positrons; seule la composante parallèle au moment linéaire des positrons intervient, d'où un facteur de réduction de $\sqrt{2}/2$.

iv) Parmi les événements enregistrés se trouvent des événements de bruit de fond. Ces événements ne portent pas d'asymétrie physique, diminuant ainsi l'asymétrie expérimentale. Dans les paragraphes suivants, nous allons estimer la contribution relative B du bruit de fond.

v) Le ralentissement des positrons par collision radiative, durant le passage de la cible T et de la moitié de la cible

de fer, introduit une dépolarisation de 3% du positron. Les effets de Bremsstrahlung dans la cible de fer seront mesurés expérimentalement.

En tenant compte des cinq facteurs de réduction la valeur expérimentale de l'asymétrie pour des positrons totalement polarisés est donnée par la formule suivante:

$$f_{\text{exp}} = 0,84 \cdot \frac{1}{13} \cdot 0,78 \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot 0,97 \cdot \frac{1}{1 + B}$$

Dans ce qui suit, nous allons montrer que $B = 0,13 \pm 0,03$

$$f_{\text{exp}} = (3,1 \pm 0,1)\%$$

2. Etude du bruit de fond

L'effet à mesurer est faible, il est important de connaître le niveau du bruit de fond pour calculer l'asymétrie expérimentale.

Les événements qui pourraient être simulés par la diffusion élastique ou inélastique des particules du faisceau primaire dans le télescope E sont éliminés au moyen des conditions suivantes:

a) La porte annihilation qui impose la condition qu'un bon événement arrive entre 0,25 et 5,25 μ s après l'arrêt du pion.

b) La mise en anticoincidence du compteur 1 pendant l'ouverture de la porte.

Le bruit de fond observé dans ces conditions peut être classé en trois catégories distinctes, à savoir:

i) Simulation électronique "d'événements annihilation" par coïncidences fortuites.

ii) Détection d'événements annihilation ayant lieu en d'autres éléments de l'appareillage que la cible polarisée.

iii) Détection d'événements annihilation précédés par l'émission d'un rayon gamma de Bremsstrahlung.

2.a Simulation d'événements par coïncidences fortuites

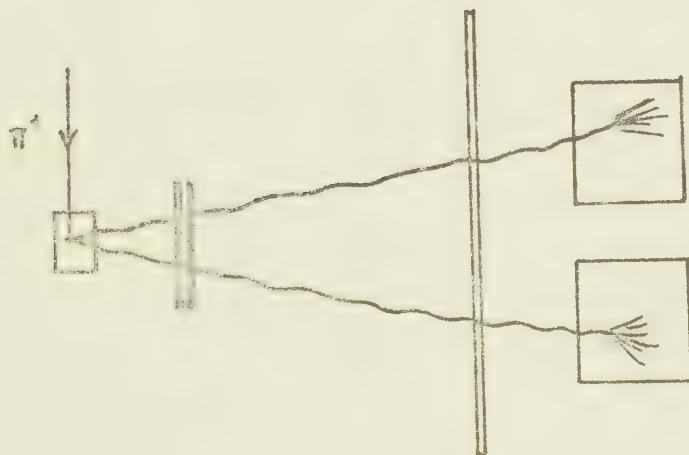
Ce genre de bruit de fond a été enregistré de manière continue, en comptant le nombre d'événements contenus dans la porte annihilation correspondant aux temps négatifs, c'est-à-dire aux temps allant de 5,25 microsecondes à 0,25 microsecondes avant l'arrêt d'un pion. La contribution de ce genre de bruit de fond est de $(2 \pm 0,2)\%$.

2.b

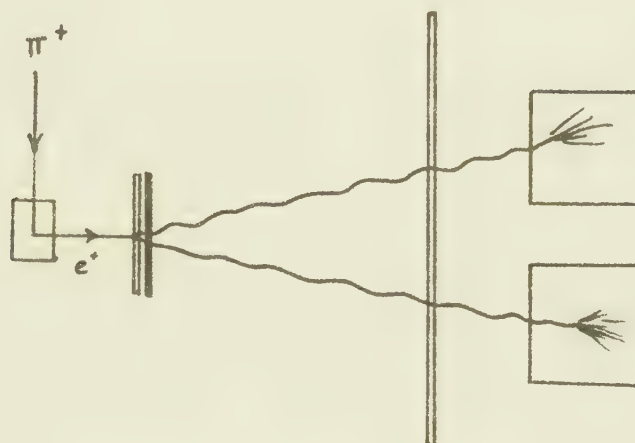
Simulation d'événements par l'annihilation du positron dans la cible T

L'annihilation du positron peut avoir lieu dans la cible T, le compteur 3 ou le compteur 6. Dans les trois cas, des "événements annihilation" peuvent être simulés. La figure (5.1) visualise les trois possibilités. Les événements de ce genre ne portent pas d'asymétrie réduisant ainsi l'asymétrie mesurable.

a) Annihilation dans la cible T



b) Annihilation dans le compteur 3



c) Annihilation dans le compteur 6

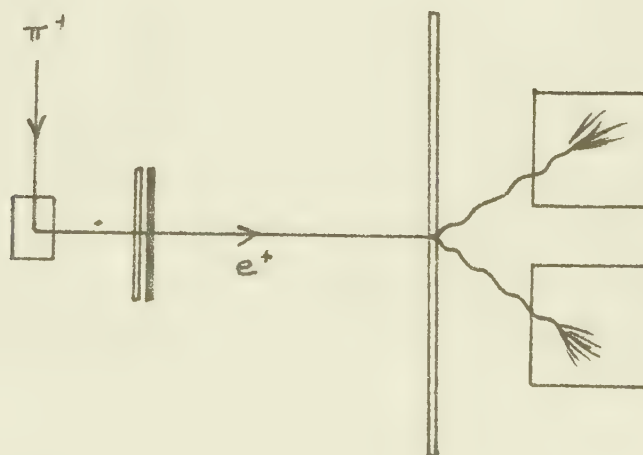


Fig. 5.1

Lorsque le positron s'annihile dans la cible T, les deux rayons gamma émis peuvent être détectés par les compteurs 5 et 7. La contribution de ce genre de bruit de fond est donnée par l'expression ci-dessous:

$$a_1 = \frac{W(T)}{W(F_e)} \cdot \frac{\Delta\Omega(T)}{\Delta\Omega(F_e)} \cdot 2\varepsilon(\gamma)$$

où $W(T)$ et $W(F_e)$ représentent la probabilité d'annihilation respectivement dans la cible T et dans la cible de fer.

$\Delta\Omega(T)$ et $\Delta\Omega(F_e)$ sont les angles solides de détection

$\varepsilon(\gamma)$ est l'efficacité du compteur 3 pour la détection des rayons gamma.

Pour avoir un ordre de grandeur de l'efficacité du compteur 3 pour la détection des rayons gamma, utilisons la formule d'absorption totale:

$$I(x) = I(0) \exp(-N\sigma x) = I(0) \exp(-\mu x)$$

où $I(0)$ est l'intensité incidente, N est le nombre d'atomes par cm^3 de l'absorbant et $\mu = N\sigma$ est le coefficient d'absorption de la radiation. Le tableau 5.1 tiré du livre de K. Siegbahn⁽⁵⁶⁾ donne quelques valeurs du coefficient d'absorption totale μ pour du scintillateur plastique et de l'iodure de sodium.

Energie en MeV	2	10	20	30	40	50
μ : carbone en cm^2/g	0,044	0,019	0,016	0,015	0,014	0,014
μ : NaI cm^2/g	0,023	0,033	0,042	0,047	0,051	0,054

Tableau 5.1

Vue la faible épaisseur du compteur 3 (0,05 cm) son efficacité pour la détection des rayons gamma est faible, voisine de 10^{-3} . Nous avons alors:

$$a_1 < 1,5 \times 1 \times 2 \cdot 10^{-3} = 3 \cdot 10^{-3}$$

Nous pourrions négliger cette contribution au bruit de fond.

2.c Simulation d'événements par l'annihilation du positron dans le compteur 3.

La détection d'une annihilation ayant lieu dans le compteur 3 est une source de bruit de fond

qui ne peut être éliminé électroniquement. La définition d'un événement de ce genre est identique à l'événement vrai et la contribution au bruit de fond est donnée par le rapport des probabilités d'annihilation dans le compteur 3 et dans la cible de fer, soit:

$$a_2 = \frac{W(3)}{W(F_e)} = 4\%$$

Les mesures faites avec et sans la cible de fer donnent $(2 \pm 0.4)\%$ de contribution au bruit de fond due au compteur 3. La différence entre la valeur calculée et la valeur mesurée est liée à l'épaisseur minimum de scintillateur requise pour détecter un électron.

2.d Simulation d'événements par l'annihilation du positron dans le compteur 6.

L'annihilation de positrons dans le compteur 6 donnera une contribution faible au bruit de fond, ~~vue~~ la faible inefficacité de ce compteur pour la détection des électrons, soit 2.10^{-4} . En outre, le compteur 6 est placé à 8 cm des compteurs NaI et à 2 cm du compteur S. Cette disposition impose dans le cas le plus favorable une ouverture angulaire minimum de 30° entre les deux rayons gamma émis. Cette condition d'ouverture angulaire rejette tous les événements engendrés par des positrons d'une énergie supérieure à 12 MeV. Or 12 MeV représente le seuil énergétique de détection dans cette mesure. La contribution au bruit de fond due à l'annihilation du positron dans le compteur 6 est nulle.

$$a_3 = 0$$

Concernant le compteur 6, une remarque s'impose. Les positrons n'ayant pas subi d'annihilation dans la cible de fer représentent 99% du nombre total de positrons émis vers le télescope E. En tenant compte de l'inefficacité du compteur 6 pour la détection des électrons et du nombre de positrons émis pour 10^7 pions arrêtés ($1,27 \cdot 10^5$) 13% des événements annihilation seraient simulés, par des positrons non détectés par le compteur 6, s'il y avait un seul compteur NaI. La présence de deux compteurs NaI en coïncidence, avec le compteur sandwich S en anticoincidence, rend le bruit de fond négligeable. L'expérience ne dépend pas de manière critique des performances du compteur.

Bruit de fond dû à la Bremsstrahlung

L'émission de rayons gamma de Bremsstrahlung en divers points du télescope E peut être une source de bruit de fond. Nous distinguerons deux cas selon que le rayon gamma de Bremsstrahlung est lui-même détecté ou non; nous dirons que le bruit de fond sera directement ou indirectement lié à la Bremsstrahlung.

2.e Bruit de fond indirectement lié à la Bremsstrahlung

La perte d'énergie du positron soit par collision, soit par radiation, entraîne une diminution de l'asymétrie théorique. Nous avons indirectement tenu compte de cette perte d'énergie, lorsque nous nous sommes servis du spectre de Michel expérimental pour le calcul de l'asymétrie théorique.

Le vecteur polarisation, au cours de la décélération par Bremsstrahlung, subit une rotation: il y a dépolarisation. Lors du calcul de l'asymétrie expérimentale nous avons tenu compte des trois pour cent de dépolarisation dus à la Bremsstrahlung.

2.f Bruit de fond directement lié à la Bremsstrahlung

Le rayon gamma de Bremsstrahlung émis, soit de la cible T, soit de la cible de fer, peut être détecté en coïncidence avec l'un des rayons gamma de l'annihilation et simuler un bon événement. La figure (5.2) montre les six cas possibles.

Avant de chiffrer la contribution des différentes possibilités, rappelons que la probabilité d'émission Br d'un rayon gamma de Bremsstrahlung, à la traversée du compteur T (2gcm^2), est égale à 3,5% pour un positron de 40 MeV. Le rayon gamma de Bremsstrahlung est émis vers l'avant; l'angle moyen d'émission θ_{Br} est donné par l'expression:

$$\theta_{Br} = \frac{mc^2}{E_0}$$

où m est la masse de l'électron; E_0 est l'énergie de l'électron incident. La distribution angulaire des rayons gamma de Bremsstrahlung a été calculée par Sommerfeld⁽⁵⁷⁾; la figure (5.3) illustre cette distribution. Dans notre domaine d'énergie,

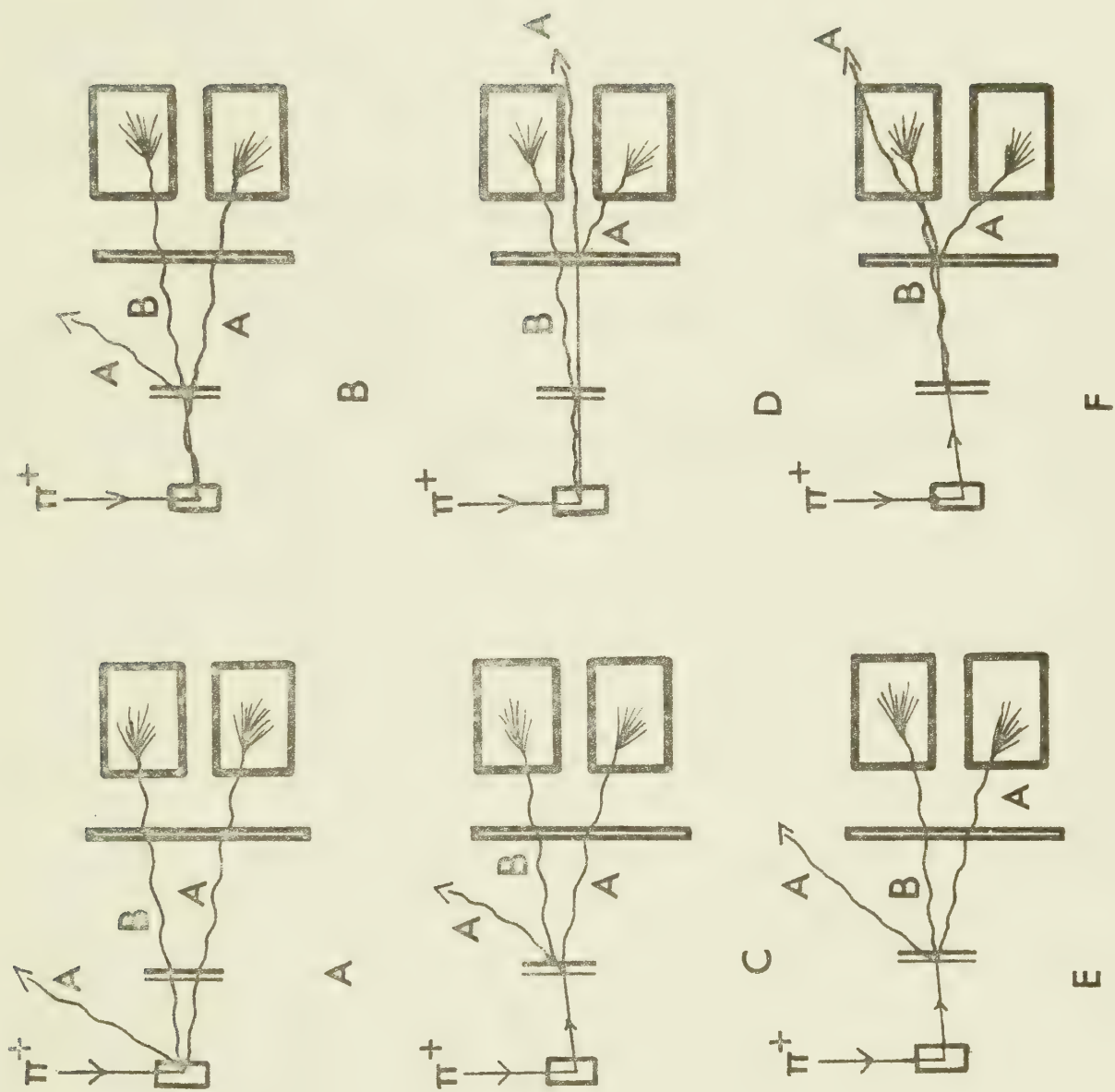


FIG 5.2

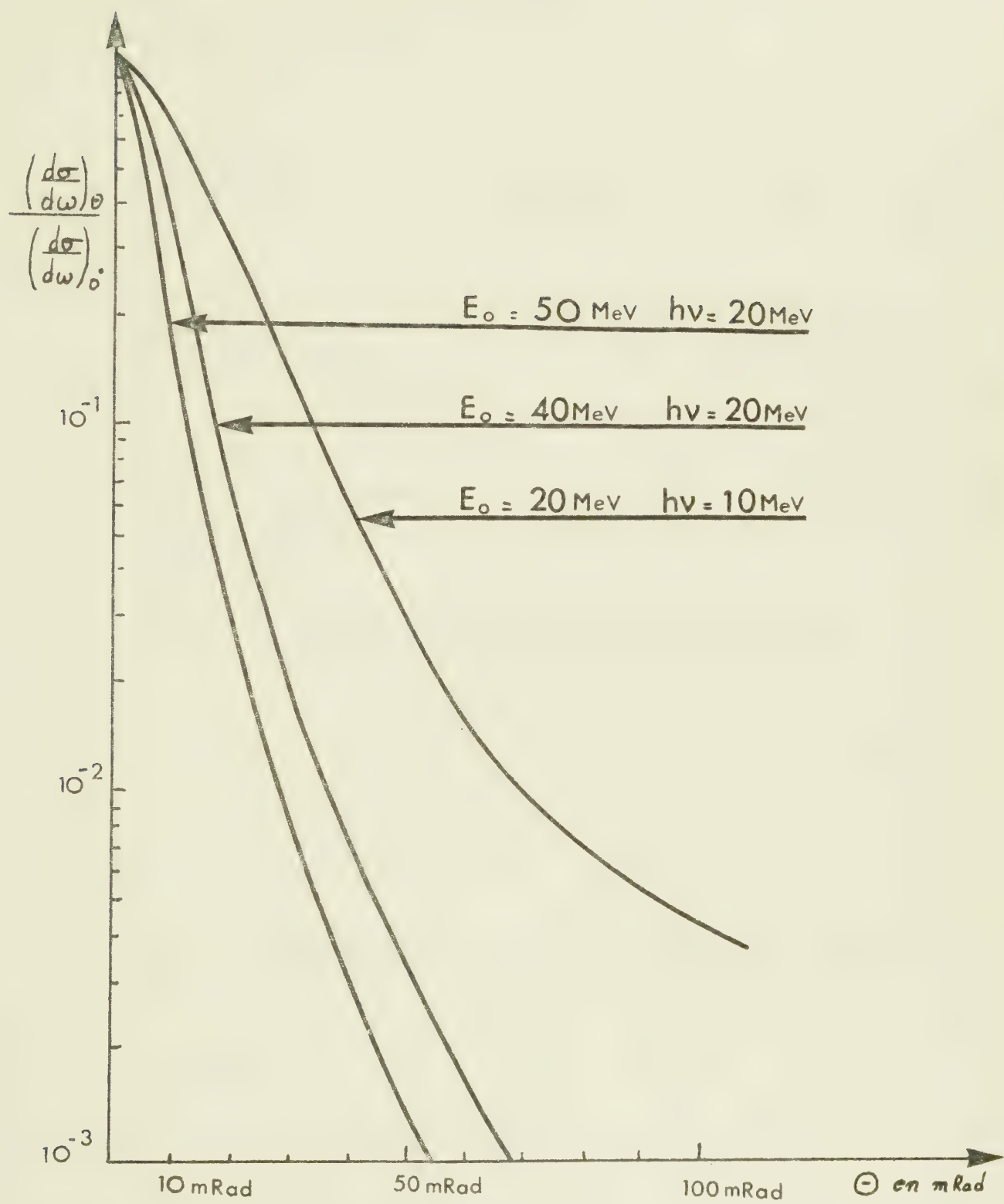


FIG 5.3

les rayons gamma de **Bremsstrahlung** sont émis sous un angle inférieur à un degré.

Du centre de la cible T, l'angle d'ouverture des deux compteurs NaI est de 8° . Pour que le rayon gamma de **Bremsstrahlung** soit détecté, le positron doit être émis en dehors de l'axe de symétrie du télescope.

Par rapport au bruit de fond dû à l'annihilation du positron dans d'autres éléments que la cible de fer, le bruit de fond étudié dans ce paragraphe est inférieur d'un ordre de grandeur. Les expressions suivantes donnent les contributions de 4 des 6 cas représentés sur la figure (5.2). Br est la probabilité de **Bremsstrahlung** dans la cible T, les a_i sont les contributions calculées au paragraphe 2.b.

a) **Bremsstrahlung et annihilation dans T**

$$b_1 = Br \times a_1$$

$$b_1 = 3,5 \cdot 10^{-2} \times 3 \cdot 10^{-3}$$

$$b_1 \sim 10^{-4}$$

b) **Bremsstrahlung dans T, annihilation dans 3**

$$b_2 = Br \times a_2$$

$$b_2 = 3,5 \cdot 10^{-2} \times 2 \cdot 10^{-2}$$

$$b_2 \sim 10^{-4}$$

c) Bremsstrahlung dans T, annihilation dans la
cible de fer

$$b_3 = Br \times \frac{\Delta\Omega(1\gamma)}{\Delta\Omega(2\gamma)}$$

$\Delta\Omega(1\gamma)$ représente l'angle solide de détection simultanée du rayon gamma de Bremsstrahlung et de l'un des deux rayons gamma de l'annihilation.

$\Delta\Omega(2\gamma)$ représente l'angle solide de détection simultanée des deux rayons gamma de l'annihilation.

En tenant compte du fait que l'angle d'émission du positron doit être supérieur à 4° , le rapport des angles solides de détection $\Delta\Omega(1\gamma)/\Delta\Omega(2\gamma)$ est voisin de 0,5.

$$b_3 = 1,7 \cdot 10^{-2}$$

Cette contribution n'est pas négligeable, mais les événements de ce genre ne peuvent pas être considérés comme bruit de fond car l'asymétrie est conservée. En effet le rayon gamma pour être détecté doit être émis entre 10° et 38° dans le système du laboratoire, ce qui correspond à une émission entre 100° et 157° dans le système du centre de masse pour des positrons de 50 MeV. Dans ce domaine angulaire l'asymétrie différentielle est encore voisine de la valeur maximale.

d) Bremsstrahlung dans T et annihilation dans 6

$$b_4 = Br \times (1 - \xi(6)) \times \frac{W(6)}{W(F_e)} \times \frac{\Delta\Omega(6)}{\Delta\Omega(F_e)}$$

La présence du terme $(1 - \xi(6)) = 2 \cdot 10^{-4}$ rend b_4 négligeable.

e+f) Bremsstrahlung et annihilation dans la cible de fer

La contribution au bruit de fond, causée par l'émission d'un rayon gamma de Bremsstrahlung au sein de la cible de fer, est étudiée expérimentalement. Pour cela, nous avons successivement placé dans le faisceau de positrons: la cible de fer, une cible de plomb et une cible de polyéthylène. Les trois cibles ont la même forme géométrique et la même densité superficielle: $1,45 \text{ g/cm}^2$. Les conditions électroniques sont celles de l'expérience principale. Pour chaque cible, un nombre caractéristique "d'événements annihilation" est enregistré, le moniteur étant un nombre fixe de pions arrêtés ($2 \cdot 10^7$). Pour chaque cible le nombre d'atomes par cm^2 est égal à $\frac{N}{A}$. (N = nombre d'Avogadro, A = poids atomique). Pour une cible donnée i, le nombre d'événements annihilation sera proportionnel à $\frac{Z_i}{A_i}$ (Z est le numéro atomique), le nombre d'événements liés à la Bremsstrahlung sera proportionnel à $\frac{Z_i^2}{A_i}$. Eliminons les constantes de proportionnalité en faisant le rapport des nombres d'événements observés pour deux cibles différentes, nous avons:

$$\frac{N_i - n}{N_j - n} = \alpha \frac{Z_i A_i}{Z_j A_j} + \beta \frac{Z_i^2 A_i}{Z_j^2 A_j} \quad \text{avec} \quad \alpha + \beta = 1$$

n représente le bruit de fond et est égal au nombre d'événements enregistré en l'absence de cible. Les mesures faites avec les trois cibles nous permettent d'obtenir 3 valeurs distinctes de β solution des 6 équations ci-dessous. β représentant la contribution relative liée à la Bremsstrahlung.

$$\frac{N_{Fe} - n}{N_{CH_2} - n} = \alpha_1 \cdot 0,81 + \beta_1 \cdot 4,7 = 1,62 \pm 0,50$$

$$\alpha_1 + \beta_1 = 1$$

$$\frac{N_{Pb} - n}{N_{Fe} - n} = \alpha_2 \cdot 0,85 + \beta_2 \cdot 2,7 = 1,44 \pm 0,33$$

$$\alpha_2 + \beta_2 = 1$$

$$\frac{N_{Pb} - n}{N_{CH_2} - n} = \alpha_3 \cdot 0,69 + \beta_3 \cdot 11,7 = 2,40 \pm 0,70$$

$$\alpha_3 + \beta_3 = 1$$

Les solutions sont:

$$\beta_1 = 0,21 \pm 0,13$$

$$\beta_2 = 0,32 \pm 0,18$$

$$\beta_3 = 0,15 \pm 0,06$$

La moyenne pondérée des trois β donne:

$$\beta = (18 \pm 5)\%$$

Ces mesures ont été faites sans discrimination en énergie. Les événements dont l'énergie du positron est supérieure à 10 MeV représentent 48% du nombre total d'événements enregistrés. Avec l'hypothèse que la contribution de la **Bremsstrahlung est uniformément répartie**, nous aurons donc $(9,0 \pm 2,5)\%$ de bruit de fond dû à la **Bremsstrahlung** dans le domaine d'énergie **analysée**.

En conclusion, les diverses contributions au bruit de fond se répartissent comme suit:

$(2,0 \pm 0,2)\%$ dus aux coïncidences fortuites.

$(2,0 \pm 0,4)\%$ dus au compteur 3

$(9,0 \pm 2,5)\%$ **dus à la Bremsstrahlung**

soit au total: $(13,0 \pm 3)\%$

3. Principe de la mesure

Une polarisation complète du positron implique une asymétrie exprimée par:

$$f = \frac{\Delta\sigma_p - \Delta\sigma_A}{\Delta\sigma_p + \Delta\sigma_A}$$

Cette asymétrie calculée en détail au chapitre II, sera expérimentalement mesurée par:

$$(5.1) \quad F = \frac{N_p - N_A}{N_p + N_A} \quad \text{avec une erreur } \Delta F = \frac{1}{\sqrt{N_p + N_A}}$$

où N_p et N_A représentent respectivement le nombre "d'événements annihilation" obtenu avec le spin du positron et de l'électron parallèle ou antiparallèle. Les quantités N_p et N_A sont les résultats de mesures réalisées pour un même moniteur, en l'occurrence le nombre de pions arrêtés.

L'inversion du spin des électrons du fer peut s'obtenir de deux manières distinctes, soit:

- i) pour une position fixe de la cible, par l'inversion du champ magnétique.
- ii) pour un champ magnétique fixe, par une rotation de 90°

de la cible autour d'un axe normal à l'axe de symétrie du télescope E. Ce sont les positions A et B décrites au chapitre III §4.

Les résultats sont accumulés au cours de nombreuses mesures partielles avec successivement un champ positif puis un champ négatif. Par champ positif ou négatif nous exprimons que la quantité

$$\rho = \frac{\vec{\sigma}_{e^-} \cdot \vec{p}_{e^+}}{|\vec{\sigma}_{e^-} \cdot \vec{p}_{e^+}|}$$

soit respectivement égale à +1 ou -1. $\vec{\sigma}_{e^-}$ est le spin de l'électron polarisé du fer et $\vec{p}_{e^+}$ est le moment linéaire du positron incident. Le découplage en mesures partielles de 100 minutes pour $2 \cdot 10^7$ pions arrêtés permet de vérifier la cohérence des données expérimentales et permet d'éviter tout effet systématique dû à une variation lente des performances de notre appareillage.

Nous avons pris dans ces conditions une première série de mesures, appelée série A d'une durée totale de 111 heures pour $1,09 \cdot 10^9$ pions arrêtés. La cible était placée dans la position A. Une deuxième série de mesures, appelée série B statistiquement égale à la série A (103h; $1,04 \cdot 10^9$ pions arrêtés) a été réalisée avec la cible placée dans la position B. Le passage de la position A à la position B entraîne un changement de signe de ρ sans inversion du champ magnétique. L'asymétrie observée changera de signe. Une éventuelle asymétrie instrumentale, due au champ magnétique ou à la géométrie du système ne devrait pas

changer de signe lors du passage d'une position de la cible à l'autre. Dans l'analyse des résultats, nous tenons compte de l'asymétrie inhérente; notre mesure est une mesure relative.

Selon N^+ et N^- les résultats de comptage, le champ magnétique étant respectivement positif ou négatif. Pour chaque mesure nous enregistrons le bruit de fond dû aux coïncidences fortuites, n^+ et n^- . L'asymétrie déduite du rapport:

$$\frac{(N^+ - n^+) - (N^- - n^-)}{(N^+ - n^+) + (N^- - n^-)}$$

La mesure de l'asymétrie est effectuée conformément à l'expérience. Elle est soumise à deux autres conditions, à savoir:

i) Exclusion des événements dont l'énergie est inférieure à 12 MeV.

ii) Mesure de l'asymétrie par rapport au moniteur "MONTAGNE".

La première condition est due à l'utilisation d'une matrice 16 x 16 dont le contenu est limité à la fin de chaque mesure magnétique. Si une asymétrie est observée, le nombre total des événements contenus dans la matrice ne correspond pas au nombre de déclenchements

enregistrés sur l'échelle "événement annihilation" la mesure sera rejetée.

La seconde condition est remplie par l'enregistrement continu des coïncidences (T357) dans l'intervalle de temps (0 - 0,5 μ s). L'asymétrie du moniteur "d'asymétrie nulle", statistiquement mieux définie que l'asymétrie des événements à analyser, est constante dans les limites de l'erreur, du moins en ce qui concerne la première série de mesures. En ce qui concerne la seconde série de mesures, nous avons 5 mesures où l'asymétrie du moniteur diffère de plus de 3 déviations standard de la valeur moyenne. Nous avons écarté ces 5 mesures de l'analyse finale.

4. Résultats

Le tableau (5.2) donne un résumé des caractéristiques principales de l'expérience concernant la durée totale des mesures, le nombre de particules incidentes et à titre d'indication, l'asymétrie mesurée sans discrimination en énergie. Cette asymétrie rapidement calculable nous a permis de vérifier le bon fonctionnement de l'appareillage pendant le déroulement de l'expérience. La détermination de l'asymétrie vraie faisant intervenir la discrimination en énergie, est plus longue et ne pouvait se faire "en ligne" avec l'expérience.

Le partage de l'expérience en 2 mesures faites dans des positions géométriques miroir permet d'éliminer toute asymétrie d'origine géométrique.

	SERIE A	SERIE B	GLOBAL
Durée effective des mesures	111 h	103 h	214 h
Nombre de particules incidentes	$5,3 \cdot 10^9$	$5,1 \cdot 10^9$	$10,4 \cdot 10^9$
Nombre de pions arrêtés	$1,09 \cdot 10^9$	$1,04 \cdot 10^9$	$2,13 \cdot 10^9$
Asymétrie du moniteur	$-(0,85 \pm 0,11)\%$	$-(2,15 \pm 0,11)\%$	
Asymétrie sans discrimination en énergie	$-(1,87 \pm 0,75)\%$	$+0$ $+(0,45 \pm 0,74)\%$	
Asymétrie effective	$-(1,02 \pm 0,75)\%$	$+(2,6 \pm 0,75)\%$	
Polarisation sans discrimination en énergie	$(33 \pm 24)\%$	$(84 \pm 24)\%$	

TABEAU (5.2)

Le résultat final est obtenu en minimisant le chi carré de la distribution. Nous connaissons pour chaque paire de mesures:

i) L'asymétrie calculée en utilisant les données de la matrice, soit $ASYM_i$

ii) L'asymétrie du moniteur d'asymétrie nulle, soit: $AMAN_i$

iii) L'erreur statistique de la mesure définie par:

$$\text{Erreur} = (\text{Erreur} (asym_i)^2 + \text{Erreur} (AMAN_i)^2)^{1/2}$$

iv) Nous introduisons en paramètre libre appelé "Polar" tel que la fonction $\sum \chi^2$ définie ci-dessous:

$$\sum \chi^2 = \sum_i \frac{[(Asym_i - AMAN_i) - Polar]^2}{\text{Erreur}_i^2}$$

soit minimale.

La figure (5.4) montre les résultats de ce calcul pour les deux séries de mesures A et B. Le tableau (5.3) donne un aperçu numérique des résultats.

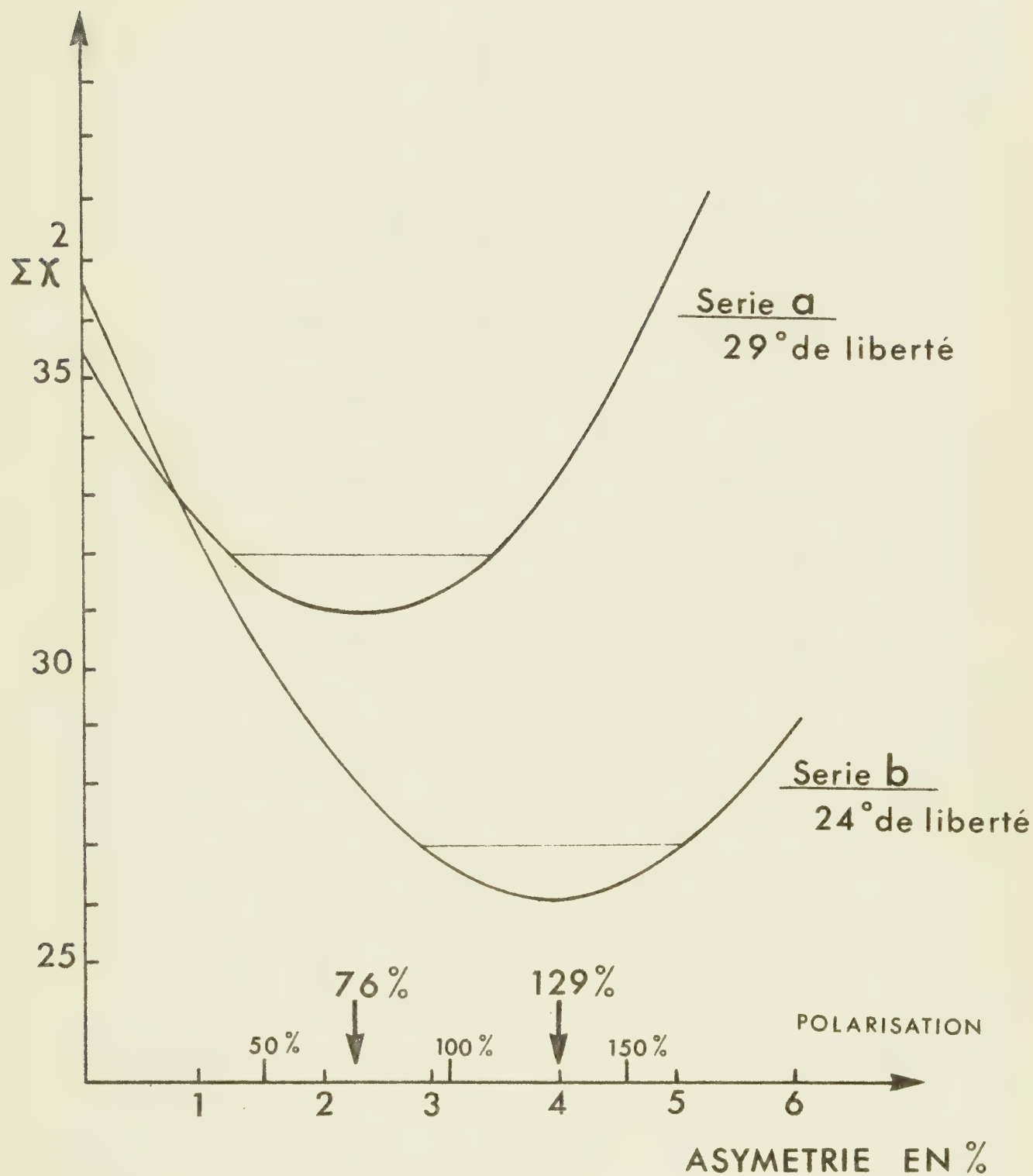


FIG 5.4

	SERIE A	SERIE B
$\sum \chi^2$ minimale	21	26
Degrés de liberté	29	24
$P(\chi^2)$	0,35	0,35
POLAR	-0,0235	-0,0400
Polarisation	$(76 \pm 35)\%$	$(129 \pm 35)\%$

Tableau (5.3)

Le poids statistique des deux mesures étant égal, nous pouvons dire que:

La polarisation du positron mesurée dans cette expérience est de:

$$(102 \pm 25)\%$$

CONCLUSION

Les doutes concernant la validité de la version $(1 + \gamma_5)$ de la théorie universelle de Fermi soulevés par les résultats préliminaires de Dick et coll. sont définitivement effacés par cette expérience⁽⁸⁾. Le résultat combiné des trois expériences réalisées au CERN^(8,9,10) donne pour la polarisation du positron:

$$P(e^+) = +(101 \pm 13)\%$$

Quoiqu'il serait souhaitable de connaître la polarisation du positron avec une précision encore meilleure, nous pouvons affirmer que la théorie à deux composantes de l'interaction universelle de Fermi élaborée par Feynman et Gell-Mann, est confirmée.

APPENDICE I

Le moniteur d'asymétrie nulle

Afin de tenir compte de toute asymétrie instrumentale, nous avons à notre disposition une quantité physique ne possédant pas d'asymétrie et dont la définition électronique est voisine de la définition d'un événement annihilation, c'est le moniteur d'asymétrie nulle. La coïncidence (T, 3, 5, 7) survenant jusqu'à 500 ns après l'arrêt d'un pion, est prise comme telle. Les événements physiques pouvant avoir (T, 3, 5, 7) comme signature sont:

i) Un positron issu de la cible T avec une direction voisine de l'axe du télescope E donnera après annihilation dans l'un des compteurs 5, S ou 7 une cascade électromagnétique. Cette cascade peut, par transmission, passer de l'un des compteurs 5 ou 7 à l'autre, et donner la coïncidence (5, 7); le compteur S n'est pas mis en anticoïncidence. La connaissance du flux de positrons dans le télescope E (soit $1,27 \cdot 10^5$ positrons pour 10^7 pions arrêtés), de l'effet du compteur S (mis en anticoïncidence, il réduit de 25% les coïncidences 5,7) et du temps d'ouverture de la porte ($0,5 \mu s$) nous permet de calculer le nombre attendu d'événements de ce genre. Dans les limites de l'erreur 98% des 6625 événements (T,3,5,7) pour 10^7 pions arrêtés peuvent être attribués aux événements de ce type.

ii) Les événements annihilation vrais, représentant 0,7% du nombre total d'événements (T,3,5,7).

iii) Les événements Bhabha, représentant 0,5% du nombre total d'événements (T,3,5,7).

iv) Les événements de Bremsstrahlung. Un positron émis de la cible T peut émettre sur son parcours entre le compteur T et les compteurs 5 ou 7 un rayon gamma de Bremsstrahlung. Si l'angle entre le rayon gamma et le positron est supérieur à 10° , une coïncidence (5,7) peut avoir lieu. La probabilité d'émission d'un rayon gamma avec un angle supérieur à 10° est faible, elle est du même ordre de grandeur que la probabilité d'annihilation.

Nous venons de voir les événements physiques donnant des coïncidences (T, 3, 5, 7), nous allons estimer leur contribution à une éventuelle asymétrie:

i) Les événements dus à la transmission de la gerbe électromagnétique d'un compteur à l'autre ne présentent pas d'asymétrie.

ii) Les événements annihilation présentent une asymétrie telle que $d\sigma_p > d\sigma_A$.

iii) Les événements Bhabha possèdent une asymétrie telle que $d\sigma_p < d\sigma_A$. L'asymétrie introduite par les événements Bhabha compense l'asymétrie due aux événements annihilation.

iv) Les événements de Bremsstrahlung quoique le rayon gamma soit polarisé circulairement ne présentent pas d'asymétrie, car les électrons des diverses couches n'interviennent que par effet écran, c'est le noyau qui joue le rôle de centre accélérateur.

Le moniteur d'asymétrie nulle ne possède aucune asymétrie physique, la seule asymétrie possible est d'ordre instrumentale ou géométrique, impossible à déterminer elle est la même pour les événements annihilation: nous pouvons faire des mesures relatives.

REMERCIEMENTS

Je prie Monsieur le Professeur Gorodetzky, Directeur de l'Institut de Recherches Nucléaires et du Département de Physique Nucléaire du Centre de Recherches Nucléaires de Strasbourg, de bien vouloir trouver ici l'expression de ma profonde reconnaissance. Il m'a donné la possibilité de travailler dans le domaine de la physique des hautes énergies et m'a constamment encouragé.

Je suis infiniment reconnaissant à Monsieur le Professeur Zichichi de m'avoir accueilli dans son groupe de recherches au Cern. Sa haute compétence et la clarté de son enseignement m'ont permis de m'initier à la Physique des Hautes Energies. Son dynamisme et son ardeur au travail sont pour moi un exemple stimulant.

Je remercie tout spécialement Monsieur Muller qui n'a cessé de me guider depuis mon arrivée au Cern. Ses conseils et son soutien ont été pour moi un précieux secours.

Mes remerciements vont particulièrement à Monsieur T. Massam dont la compétence et la gentillesse m'ont toujours aidé.

L'intérêt que le Professeur N. Cabbibo porta à ce travail fut pour moi d'un grand soutien.

La collaboration infatigable de Madame M. Fidecaro m'a permis de mener à bien ma tâche.

Je dois beaucoup de reconnaissance à Monsieur Schneegans dont la collaboration étroite et infatigable m'a été très précieuse.

Je remercie vivement Messieurs J. Barbiers, J. Collombet, K. Ley et B. Nicolai pour leur assistance technique très compétente pendant la réalisation de cette expérience.

Le soutien de Monsieur le Professeur P. Preiswerk et Monsieur le Professeur W.F. Weisskopf a grandement contribué au bon déroulement de cette expérience.

Je remercie ici tous les ingénieurs et techniciens du synchrocyclotron dont le concours nous fut indispensable.

Enfin je voudrai remercier Madame M.T. Block pour le travail de dactylographie et de mise en page soigné et rapide, ainsi que Mesdemoiselles S. Bragaglia et A. Mincioni pour le soin qu'elles ont mis à faire les dessins.

BIBLIOGRAPHIE

- 1) B. W. Sargent, Proc. Cambr. Phil. Soc. 28, 538 (1932)
- 2) E. Fermi, Z. für Physik 88, 161 (1934)
- 3) G. Gamow et E. Teller, Phys. Rev. 49, 895 (1936)
- 4) T.D. Lee et C.N. Yang, Phys. Rev. 104, 254 (1956)
- 5) C.S. Wu, E. Ambler, R.W. Hayward, D.D. Hopes et R.P. Hudson, Phys. Rev. 105, 1413 (1957)
- 6) M. Goldhaber, L. Grodzins et A.W. Sunyar, Phys. Rev. 109, 1015 (1958)
- 7) L. Dick, L. Feuvrais et M. Spighel, Phys. Lett. 7, 150 (1963)
- 8) A. Buhler, N. Cabibbo, M. Fidecaro, T. Massam, T. Muller, M. Schneegans et A. Zichichi, Phys. Lett. 7, 368 (1963)
- 9) S. Bloom, L.A. Dick, L. Feuvrais, G.R. Henry, P.C. Macq et M. Spighel, Phys. Lett. 8, 87 (1964)
- 10) J. Duclos, J. Heintze, A. de Rujula et V. Soergel, Phys. Lett. 9, 62, (1964)
- 11) O. Klein, Nature 161, 897 (1948)
- 12) G. Puppi, Nuovo Cimento 5, 587 (1948)
- 13) T.D. Lee, Rosenbluth et C.N. Yang, Phys. Rev. 75, 905 (1949)
- 14) J. Tiomno et J. Wheeler, Rev. Mod. Phys. 21, 153 (1949)
- 15) T.D. Lee et C.N. Yang, Phys. Rev. 105, 1671 (1957)
- 16) Proceedings of the Rehovoth Conference on Nuclear Structure (Amsterdam 1958)
- 17) E.C.G. Sudarshan et R.E. Marshak, Conférence de Padoue-Venise Sept. 1957

- 17a) S. Watanabe, Nuovo Cimento 6, 187 (1957)
- 18) H. Muirhead, The Physics of Elementary Particles, Pergamon Press.
- 19) A. Salam, Nuovo Cimento 5, 289 (1957)
- 20) L. Landau, Nucl. Phys. 3, 127 (1957)
- 20a) F. Eisler, R. Plano, A. Prodelle, N. Samios, M. Schwartz, J. Steinberger, P. Bassi, V. Borelli, G. Puppi, G. Tanaka, P. Waloschek, V. Zoboli, M. Conversi, P. Franzini, I. Mannelli, R. Santangelo, V. Silvestrini, D.A. Glaser, C. Graves et M.L. Perl, Phys. Rev. 108, 1353
- 21) J.J. Sakurai, Nuovo Cimento 5, 299 (1957)
- 22) J. Tiomno, Nuovo Cimento 1, 226 (1955)
- 23) R.P. Feynman et M. Gell-Mann, Phys. Rev. 109, 193 (1958)
- 23a) F. Boehm, T.B. Novey, C.A. Barnes et B. Stech, Phys. Rev. 108, 1497 (1957)
- 24) F.J. Farley, T. Massam, T. Muller et A. Zichichi, Proc. Intern. Conf. on High Energy Phys., CERN 1962 p. 415
- 25) N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. 10, 531 (1963)
- 26) O. Kofoed-Hansen, H. Frauenfelder, 9ème cours de l'école internationale de physique "E. Fermi" Varenne (1959) Zanichelli
- 27) M. Goldhaber, L. Grodzins et A.W. Sunyar, Phys. Rev. 109, 1015 (1958)
- 28) H. Frauenfelder, R. Bobone, E. von Goeler, N. Lewine, H.R. Lewis, R.N. Peacock, A. Rossi et G. de Pasquali, Phys. Rev. 106, 386 (1957)
- 29) G. Culligan, S. Frank, J. Holt, Kluwyer, T. Massam, Nature 180, 756 (1958)

- 30) G. Culligan, S.G.A. Frank et J.R. Holt, Proc. Phys. Soc. 73, 169, (1959)
- 31) M.T. Burgy, R.J. Epstein, V.E. Krohn, T.B. Novey, S. Raboy, C.R. Ringo et V.L. Telegdi, Phys. Rev. 107, 1731 (1958)
- 32) M.T. Burgy, V.E. Krohn, T.B. Novey, G.R. Ringo et V.L. Telegdi, Phys. Rev. 100, 1214 (1958)
- 32a) P.C. Macq, K.M. Crowe, R.P. Haddock, Phys. Rev. 112, 2061 (1958)
- 33) W. Heitler, "The Quantum Theory of Radiation" 3ème édition, Clarendon Press Oxford (1954)
- 34) N.F. Mott et H.S.W. Massey, "The theory of atomic collisions" Clarendon Press Oxford
- 35) L.A. Page, Phys. Rev. 106, 394 (1957)
- 36) McMaster, Nuovo Cimento 17, 395 (1960)
- 37) S. Frankel, P.G. Hansen et G.M. Tremmer, Phys. Rev. 108, 1099 (1957)
- 38) S.M. Harris et R.J. Jabbur, Nuovo Cimento, 32, 1, 258 (1964)
- 39) H. Olsen et L.C. Maximon, Phys. Rev. 114, 887 (1959)
- 40) K.W. Dyson et F.J. MacVoy, Phys. Rev. 106, 1360 (1957)
- 41) M.J. Berger et S.M. Seltzer, Nucl. Sciences Series, report N°39
- 42) G. Passatore, Nuovo Cimento 6, 850 (1957)
- 43) G. Passatore, Nuovo Cimento 18, 3, 533 (1960)
- 44) C. Bouchiat et J.M. Levy-Leblond, Nuovo Cimento 33, 193 (1964)
- 45) M. Schneegans: La dépolarisation du muon dans la matière - Thèse de 3ème Cycle présentée à l'Université de Strasbourg (1965)
- 46) D.M. Ritson, Techniques of High Energy Physics, Interscience Publishers Inc. London 1961
- 47) R. Hofstadter, Phys. Rev. 74, 100 (1948)

- 48) R.L. Kepple: Sodium Iodide..... a bibliography.
ANL 6446 (1961)
- 49) J.B. Birks: The Theory and Practice of Scintillation Counting
Pergamon Press, London (1964)
- 50) A.W. Knudsen et R. Hofstadter, IRE Trans. Nucl. Science, 5, 153
(1958)
- 51) L.C. Thompson et J.R. Risser, Phys. Rev. 94, 4, 941 (1954)
- 52) S.M. Shafroth, E.N. Sprait et R.T. Carpenter, Nucl. Instr.
3, 298 (1958)
- 53) D.J. Hughes et R.B. Schwartz, Neutron Cross Sections BNL 325 (1958)
- 54) F. Ajzenberg-Selove et T. Lauritsen, Nucl. Physics, 11, 1 (1959)
- 55) Nucleonic Instrument Catalogue - CERN - (publication interne)
- 56) K. Siegbahn, Beta and Gamma-Ray Spectroscopy, Interscience
Publishers Inc., New York
- 57) A. Sommerfeld , Atombau und Spectrallinien, Vieweg, Braunschweig
2, 551 (1939)

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

*Situation actuelle
dans la recherche du quark*

Strasbourg, le 19 Avril 1968

Le Président du Jury,

S. GORODETZKY

Vu et permis d'imprimer

Strasbourg, le 22 Avril 1968

Le Doyen,

Pour le Doyen l'Assesseur,

J. BRENET

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE STRASBOURG

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Manfred BUHLER-BROGLIN

1^{ère} THÈSE - Mesure de la polarisation du positon émis dans la désintégration du muon.

2^{ème} THÈSE - Situation actuelle dans la recherche du quark.

Soutenues le 9 Mai 1968 devant la Commission d'examen

MM. S.	GORODETZKY	<i>Président</i>
G.	MONSONEGO	} <i>Examineurs</i>
Th.	MULLER	
A.	ZICHICHI	

